HANDBUCH DER EXPERIMENTALPHYSIK

UNTER MITWIRKUNG VON

G. ANGENHEISTER-Göttingen, E. v. ANGERER-München, G. BAKKER-den Haag, J. BARTELS-Eberswalde, A. BECKER-Heidelberg, H. BENNDORF-Graz, K. F. BOTTLINGER-Neubabelsberg, P. W. BRIDGMAN-Cambridge (Mass.), K. BÜTTNER-Potsdam, P. CERMAK-Gießen, A. DEFANT-Berlin, L. EBERT-Würzburg, R. EMDEN-München, A. EUCKEN-Göttingen, K. FAJANS-München, L. FLEISCHMANN A. E. G.-Berlin, L. FÖPPL-München, W. GAEDE-Karlsruhe, R. GANS-Königsberg, W. GERLACH-München, P. GOERENS-Essen, H. HAALCK-Potsdam, F. HARMS-Würzburg, P. HARTECK-Berlin, HEINE-München, K. HERZFELD-Baltimore, G. HOFFMANN-Halle, L. HOLBORN † -Charlottenburg, L. HOPF-Aachen, J. N. HUMMEL-Göttingen, G. JAFFÉ-Gießen, G. JOOS-Jena, K. JUNG-Potsdam, F. KIRCHNER-München, A. KÖNIG-Jena, O. KNOBLAUCH-München, F. KOHLRAUSCH-Graz, F. KOSSMAT-Leipzig, F. KRÜGER-Greifswald, K. KÜPFMÜLLER-Danzig, R. LADENBURG-Berlin, M. v. LAUE-Berlin, P. LENARD-Heidelberg, H. LENZ-München, A. LINDH-Lund, A. LOSCHGE-München, MARTIN-Jena, O. MEISSER-Jena, G. MIE-Freiburg i. Br., G. MIERDEL-Greifswald, W. MILCH-Frankfurt, C. MÜLLER-Charlottenburg, P. NIGGLI-Zürich, E. H. OTT-Würzburg, J. OTTO-Berlin-Charlottenburg, L. PRANDTL-Göttingen, C. PULFRICH † -Jena, H. REICH-Berlin, F. RITTER-Charlottenburg, H. ROTHE-Berlin, G. SACHS-Berlin, H. SCHERING, Zeiss Ikon, Dresden, L. SCHILLER-Leipzig, FERD. SCHMIDT-Heidelberg, W. SCHOTTKY-Berlin-Siemensstadt, H. SCHULZ-Berlin-Lichterfelde, W. SCHUMANN-München, E. SCHWEIDLER-Wien, R. SEELIGER-Greifswald, H. SIMON-Berlin, J. STARK-München, R. TOMASCHEK-Marburg, S. VALENTINER-Clausthal, L. VEGARD-Oslo, E. WARBURG-Charlottenburg, v. WARTENBERG-Danzig, W. WIEN † -München u. a.

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN † UND **F. HARMS**

MÜNCHEN WÜRZBURG

UNTER MITARBEIT VON

H. LENZ

MÜNCHEN

BAND 25

3. TEIL

1930

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H.

LEIPZIG

ANGEWANDTE GEOPHYSIK

UNTER DER REDAKTION

VON

G. ANGENHEISTER

GÖTTINGEN

BEARBEITET VON

H. HAALCK, W. HEINE, J. N. HUMMEL,

K. JUNG, H. MARTIN, O. MEISSER, H. REICH

MIT 253 ABBILDUNGEN

1930

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H.

LEIPZIG

PRINTED IN GERMANY
BUCHDRUCKEREI C. SCHULZE & Co, G. M. B. H., GRÄFENHAINICHEN

Inhaltsverzeichnis

Geologische Unterlagen der angewandten Geophysik

von

H. Reich, Berlin.

Gravimetrische Methoden der angewandten Geophysik

von

Karl Jung, Potsdam.

Luft- und Bodenseismik

von

O. Meisser und H. Martin, Jena.

Die magnetischen Methoden der angewandten Geophysik

von

H. HAALCK, Potsdam.

Die elektrischen Methoden der angewandten Geophysik

von

J. N. HUMMEL, Göttingen und W. HEINE, München.

Theorie der elektrischen Methoden

von J. N. HUMMEL, Göttingen.

Seite

Praktische Anwendung der elektrischen Methoden

von W. Heine, München.

Radioaktive Methoden

von

J. N. HUMMEL, Göttingen.

Berichtigungen

zum Beitrag „Gravimetrische Methoden der angewandten Geophysik"
von KARL JUNG, Potsdam.

S. 172, Zeile 10 von oben, Formel (53d):

statt

$$W_{zy} = -\frac{3}{2} k^2 \varrho \int_{\varrho=0}^{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \frac{\varrho^2 \sin\varphi}{(\varrho^2 + H^2)^{\frac{5}{2}}} h^2 \, d\varrho \, d\varphi ,$$

lies

$$W_{zy} = -\frac{3}{2} k^2 \sigma \int_{\varrho=0}^{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \frac{\varrho^2 \sin\varphi}{(\varrho^2 + H^2)^{\frac{5}{2}}} h^2 \, d\varrho \, d\varphi .$$

S. 177, Zeile 25 und 26 von oben, Formel (59c) 2 und 3. Zeile:

statt

$$\underset{[W_{zy}]}{W_{zx}} = k^2 \sigma \pi \underset{[y]}{\varepsilon_x} ,$$

in Zahlen (H beliebig): $\underset{[W_{zy}]}{W_{zx}} = 209\,\sigma \; \underset{[y]}{\varepsilon_x}$ E(otvos);

lies

$$\underset{[W_{zy}]}{W_{zx}} = 2 k^2 \sigma \pi \underset{[y]}{\varepsilon_x} ,$$

in Zahlen (H beliebig): $\underset{[W_{zy}]}{W_{zx}} = 419\,\sigma \cdot \underset{[y]}{\varepsilon_x}$ E(otvos);

Geologische Unterlagen der angewandten Geophysik

Von

H. Reich, Berlin.

Geologische Unterlagen[1]) der angewandten Geophysik

Erstes Kapitel.

§ 1. Grundsätzliches zur physikalischen Erforschung geologischer Körper.

Die angewandte Geophysik hat die Aufgabe, durch physikalische Meßverfahren, Feststellungen über das Vorkommen, die Tiefenlage und die Umgrenzung von Gesteinskörpern und den Lagerstätten nutzbarer Mineralien zu machen. Sie benutzt dazu die Fernwirkung bestimmter physikalischer Eigenschaften der Gesteine in künstlichen und natürlichen Kraftfeldern. Für eine richtige Auswertung solcher Messungen ist eine genaue Kenntnis der physikalischen Eigenschaften der Gesteine usw. und ihrer möglichen Lagerungsformen in natürlichen Vorkommen unbedingt erforderlich.

Die Zusammensetzung der oberflächennahen Teile der Erdkruste ist außerordentlich mannigfaltig. Es beteiligen sich daran die verschiedensten Gesteine, die sich aus den verschiedensten Mineralien aufbauen und die die verschiedensten Strukturen besitzen. Dazu kommen die wechselnden Temperaturen und Drucke sowie der wechselnde Gehalt der Gesteine an Gasen und Flüssigkeiten. Als Integralwirkung aller dieser Faktoren ergeben sich die verschiedenen physikalischen Eigenschaften natürlicher Gesteinsvorkommen. Die Unterschiede in diesen Eigenschaften lassen sich nur dann für die Verfahren der angewandten Geophysik benutzen, wenn sie systematisch auftreten, wenn also g r ö ß e r e z u s a m m e n h ä n g e n d e b e g r e n z b a r e G e s t e i n s v o r k o m m e n s i c h v o n d e n a n g r e n z e n d e n o d e r d e n

---

[1]) Siehe hierzu E. Kayser, Allgemeine Geologie. 2 Bde. Stuttgart 1923. 7. u. 8 Aufl.; W. Salomon, Grundzüge der Geologie. 2 Bde. Stuttgart 1924 bis 1926; Em. Haug, Traité de Géologie. Bd. I Les phénomènes géologiques. Paris 1921. 3. Aufl.

sie umgebenden Gesteinen in einer bestimmten physikalischen Eigenschaft genugend abheben. Ein so definiertes Untersuchungsobjekt der angewandten Geophysik soll als ein geologischer Korper bezeichnet werden.

§ 2. Die Ausdehnung geologischer Körper.

Die Ausdehnung eines geologischen Korpers (Lagerstatte usw.) muß wenigstens in einer Richtung einige Meter betragen, wenn derselbe fur die Feldarbeit mit geophysikalischen Methoden in Frage kommen soll. Lagerstätten haben meistens wenigstens in einer Richtung eine Ausdehnung von einigen hundert Metern. Dieselbe kann bis zu vielen Kilometern steigen. Von dieser Große an bis zu den großten geologischen Einheiten der Erdkruste: den Kontinentalsockeln und den Tiefseeboden sind geologische Körper der verschiedensten Große Objekte geophysikalischer Forschung. Von der Große des Objekts ist die Meßdichte abhängig. Der Abstand eines Meßpunktes von dem nächstbenachbarten kann von wenigen Metern bis auf 100 km und mehr steigen.

§ 3. Die Formen geologischer Körper.

Wenn man die physikalische Wirkung geologischer Korper berechnen will, muß man vereinfachende Annahmen über die stoffliche Zusammensetzung und die Form derselben machen. Es kann sich hier immer nur um Naherungsrechnungen handeln. Absolut regelmaßige Formen kommen in der Natur nicht vor. Als die haufigste Form geologischer Gebilde kann man die mehr oder weniger ausgedehnte Platte bezeichnen, also einen Korper, der von zwei parallelen Ebenen begrenzt wird. Wir finden diese einfachste geologische Erscheinungsform als Schicht (Lager, Floz, Gletscher usw) unter den Sedimentgesteinen, als Gang, Lagergang, Eruptivdecke, Lavastrom usw. bei den Eruptivgesteinen als Erzgang bei den Erzlagerstatten. Auch zusammengesetzte geologische Gebilde, also z. B. ein Schichtenpaket, eine Folge von Eruptivströmen und Lagern ist im großen oft plattenformig. Die einzelnen Schollen eines Schollengebirges und die ganz großen geologischen Einheiten bis zur Ausdehnung einer Kontinentalscholle, denen man eine Erstreckung von vielen 100 km und eine Dicke bis zu 100 km zuordnet, kann man in erster Annaherung als Platte auffassen.

Die Neigung dieser geologischen Platten gegenuber der Beobachtungsebene (der Erdoberflache) kann sehr verschieden sein, besonders bei weniger ausgedehnten einfachen geologischen Gebilden. Meistens liegen sie indes mehr oder weniger parallel zur Erdoberflache.

Um die Wirkung solcher geologischen Körper zu berechnen, wurde oft in erster Annäherung die Rechnung für abgeplattete Rotationsellipsoide[1]) durchgeführt. Begrenzte, plattenartige Gesteinskörper kann man auch als Parallelepiteda behandeln.

Sind Schichten oder lagerartige Gesteinskörper von relativ geringer Ausdehnung und nimmt ihre Dicke nach den Rändern zu ab, so spricht man wohl auch von linsenartigen Gesteinskörpern. Solche Formen findet man sowohl bei Sedimentgesteinen als besonders bei intrusiven Erzlagerstätten usw. Ähnlich sind die Formen schuppenartiger Gesteinsvorkommen, die bei tektonisch stärker beanspruchten Gesteinen häufig vorkommen. Im Großen sind die Ausfüllungen großer sinkender Räume der Erdkruste (geosynklinale Gebilde) linsenförmig.

Weitere häufige Erscheinungsformen lassen sich mit Prismen und Zylindern vergleichen. Hierher gehören Stiel- und Schlotgänge von Eruptiven, ferner Gesteinsstöcke wie wir sie bei Erzlagerstätten, Salz-, Kalk- und Dolomitstöcken usw. finden. Die parallelen Begrenzungsflächen stehen hier mehr oder weniger senkrecht zur Erdoberfläche, die die obere Begrenzung solcher Körper bildet. Bei Eruptiven haben wir sonst die mannigfaltigsten Formen. Z. B. bei Eruptivkuppen ergeben sich häufig kegel-, glocken- und kuppelförmige Gebilde, bei unterirdisch erstarrten Eruptiven brotlaibförmige (dreiachsiges Ellipsoid[1]), trichterförmige und auch bisweilen ganz unregelmäßige Gebilde.

Mit Bündeln von Zylindern[2]) oder Prismen, deren Achsen unendlich ausgedehnt sind und parallel zur Erdoberfläche verlaufen, kann man in erster Annäherung die durch die Gebirgsfaltung entstehenden Formen von Schichtgesteinen darzustellen versuchen. Die ursprünglich mit Begrenzungsflächen parallel zur Erdoberfläche abgelagerten Schichten sind durch tangentialen Druck in die verschiedenartigsten Falten gelegt, deren Achsen aber immer einer bestimmten Richtung (der Streichrichtung) folgen. Die Zylinderachsen der Zylinder, durch die man eine gefaltete Schicht ausdrücken will, sind also parallel zur Streichrichtung anzunehmen.

§ 4. Die Grenzflächen geologischer Körper.

Die Grenzflächen geologischer Körper sind ebenso wenig regelmäßig wie deren Form. Sie können verhältnismäßig scharf sein, so besonders ausgesprochen bei sogenannten Diskordanzflächen, tektonischen

---

[1]) Siehe z. B. J. Koenigsberger, Gerl. Beitr. 19, 252ff. 1928.

[2]) Siehe z. B. J. Bahurin, Bulletin of the Institute of practical Geophysics. 3, 255. Leningrad 1927.

Grenzflachen (z. B. Überschiebungen, Verwerfungen usw) und bei den Kontaktflachen der Eruptivgesteine Sie konnen aber ebensogut mehr oder weniger fließend sein, wie das besonders bei magmatischen Intrusionen — Eruptivvorgangen unter der Erdoberflache — vorkommt, wo auch eine stoffliche Vermengung durch Aufschmelzen usw. zwischen „Einlagerungen" und Nebengestein zustande kommt. Die bei Sedimenten am haufigsten vorkommenden Grenzflachen sind die Schichtflachen. Sie sind meist ziemlich eben und konnen sehr gute Grenzflachen geologischer Korper darstellen. Sie können aber ebensogut manchmal physikalisch kaum wahrnehmbar sein.

§ 5. Über Anisotropie geologischer Korper.

Die Struktur der Gesteine, d. h. die Verteilung und Bindung der einzelnen Mineralkorner im Gestein nach Große und Gestalt, beeinflußt wohl unter Umstanden die physikalischen Eigenschaften eines Gesteinsvorkommens erheblich, aber sie verhindert nicht, daß sich ein großes Gesteinsvorkommen trotz der Anisotropie der einzelnen Mineralkorner als Ganzes isotrop verhalt.

Dagegen ist die Textur, d h. die Anordnung der Gesteinsteile im Raum wesentlich fur die geophysikalische Wirkung eines geologischen Korpers. Man unterscheidet in der Hauptsache zwischen massiger, geschichteter und geschieferter Textur. Massige Gesteine (besonders haufig Eruptiva und chemische Sedimente) konnen als isotrop gelten. Geschichtete Gesteine (also besonders klastische Sedimente) werden mehr oder weniger anisotrop sein. Da die Schichtung bei ungestörter Lagerung meist nahezu parallel zur Erdoberflache verläuft, kommt ein verschiedenes physikalisches Verhalten parallel und senkrecht zur Erdoberfläche zustande. Diese Anisotropie kann verschwindend gering sein, sie kann aber auch sehr merklich werden.

Als ausgesprochen anisotrop sind geschieferte Gesteine anzusehen. Die Schieferung entsteht als Folge des tangentialen Druckes bei gebirgsbildenden Vorgangen. Durch diese einseitige mechanische Beanspruchung erfolgt eine mehr oder weniger ausgesprochene, bleibende Veränderung des Gesteins, die in der Schieferung ihren sichtbaren Ausdruck findet. Solche Gesteine verhalten sich meistens senkrecht und parallel zur Schieferung im Handstuck sowohl wie im großen Gesteinsverband in der Natur physikalisch sehr verschieden. Im Gegensatz zu den Schichtflächen sind die Schieferungsflachen meist mehr oder weniger steil zur Erdoberflache geneigt.

Als anisotrope Gebilde großten Ausmaßes mussen die Faltengebirge gelten. Das sind durch tangentialen Druck zusammen-

geschobene Gesteinsmassen. Ebenso wie einzelne geschieferte Gesteinskomplexe verhalten sich diese Gebirge als Ganzes parallel und senkrecht zur Faltungsrichtung (Streichrichtung) physikalisch sehr verschieden.

§ 6. Die Dichte geologischer Körper.

Die Dichte geologischer Korper ist eine komplexe Große. Sie wird bestimmt durch das spezifische Gewicht der den geologischen Korper zusammensetzenden Gesteine[1]), die wiederum abhängig von der Mineralzusammensetzung ist, und das Volumen der im geologischen Korper vorhandenen großeren und kleineren Hohlraume und deren Ausfullung durch Gas oder Flussigkeiten.

Zunachst zum spezifischen Gewicht der Gesteine Bei den Eruptivgesteinen nimmt das spezifische Gewicht mit abnehmendem SiO_2-Gehalt zu Alkaligesteine sind meist etwas leichter als Alkalikalkgesteine mit dem gleichen SiO_2-Gehalt Bei den in der Tiefe erstarrten vollkristallinen Gesteinen ist das spezifische Gewicht meist hoher als bei den an der Oberflache erstarrten Eruptiven von der gleichen chemischen Zusammensetzung, die neben Mineralkristallen noch amorphes Material (vulkanisches Glas) enthalten. Die als Glaser erstarrten Magmen sind immer spezifisch leichter als die auskristallisierten, wie das die folgende kleine Zusammenstellung zeigt.

	Tiefengestein	Ergußgestein		
		altes	junges	vulkanisch. Glas
Dichte eines granitischen Magmas	2,65 Granit	2,63 Quarzporphyr	2,50 Rhyolith	2,26 Rhyolithglas
Dichte eines gabbroiden Magmas	3,00 Gabbro	2,95 Diabas	2,90 Basalt	2,81 basaltisch Glas

Tabelle 1 gibt einige nach Angaben der verschiedensten petrographischen Lehrbucher usw. ermittelten Werte über spezifische Gewichte von Eruptivgesteinen.

---

[1]) Siehe hierzu: H. S. Washington, Chemical analyses of igneous roks. U. S. Geol. Surv. Prof. Paper 99. Washington 1917; A. Holmes, Petrographic methods and calculations. London 1921; F. Rinne, Gesteinskunde. 10. u. 11. Aufl. Leipzig 1928; H. Rosenbusch-A. Osann, Elemente der Gesteinslehre. 4. Aufl. Stuttgart 1923; U. Grubenmann u. P. Niggli, Die Gesteinsmetamorphose. 3. Aufl. Berlin 1924.

Tabelle 1.

Spezifisches Gewicht der Eruptivgesteine.

A. Tiefengesteine.

Gestein	Spez Gewicht
Nephelinsyenit . . .	2,62 (2,53—2,70)
Granit	2,654 (2,56—2,74)
Anorthosit	2,73 (2,64—2,94)
Syenit	2,74 (2,60—2,95)
Quarzdiorit	2,79 (2,62—2,90)
Diorit	2,86 (2,72—2,99)
Norit	2,93 (2,70—3,24)
Olivingabbro	2,95 (2,85—3,06)
Essexit	2,95 (2,69—3,14)
Gabbro	3,00 (2,89—3,09)
Augitdiorit	3,01 (2,99—3,08)
Hornblendegabbro .	3,05 (2,98—3,18)
Peridotit	3,06 (2,78—3,37)
Pyroxenit u. Dunit .	3,22 (2,93—3,34)

B. Ergußgesteine

1. Junge Reihe (Tertiär und jünger)

Gestein	Spez. Gewicht
Rhyolith	2,5 (2,35—2,65)
Phonolith	2,56 (2,45—2,71)
Trachyt	2,58 (2,44—2,76)
Dacit	2,59 (2,35—2,79)
Andesit	2,62 (2,44—2,80)
Basalt	2,90 (2,74—3,21)
Picrit	2,97 (2,73—3,35)

2. Alte Reihe (älter als Tertiär)

Gestein	Spez. Gewicht
Quarzporphyr . . .	2,63 (2,55—2,73)
Quarzporphyrit . .	2,63 (2,55—2,73)
Porphyr	2,67 (2,60—2,89)
Porphyrit	2,74 (2,62—2,93)
Melaphyr	2,77 (2,63—2,95)
Diabas	2,94 (2,73—3,12)

Vulkanische Gläser

	Spez. Gewicht
Rhyolithglas	2,26 (2,20—2,28)
Obsidian	2,35 (2,21—2,42)
Pechstein	2,40 (2,36—2,53)
Andesit- und Porphyrit-Pechstein .	2,56 (2,50—2,66)
Basaltisches Glas .	2,81 (2,75—2,91)

Der mittlere SiO_2-Gehalt ist etwa wie folgt anzunehmen:

SiO_2 %	spez. Gew.	SiO_2 %	spez. Gew
Granit um 71	2,65	Gabbro um 48	3,00
Syenit um 59	2,74	Dunit um 43	3,22
Diorit um 53	2,86		

Die aus Wasser oder Luft abgesetzten Gesteine, die sogenannten Sedimentgesteine sind weit einformiger zusammengesetzt wie die Eruptivgesteine. Die Unterschiede im spezifischen Gewicht sind daher relativ gering, wie Tabelle 2 zeigt:

Tabelle 2

Spezifisches Gewicht der Sedimentgesteine.

Gestein	Spez. Gewicht	Gestein	Spez. Gewicht
Grauwacken . .	2,69	Formsand . .	2,63 (2,54—2,63)
Sandsteine . .	2,65 (2,59—2,72)	Geschiebemergel	2,66 (2,60—2,71)
Kalksteine . . .	2,73 (2,68—2,84)	Loß . .	2,64
Tonschiefer . .	2,78 (2,72—2,83)	Lehm	2,58
Mergelschiefer .	2,67 (2,56—2,75)		

Die kristallinen Schiefer, die stets chemische Umwandlungen unter mehr oder weniger hohem Druck durchgemacht haben, besitzen ein vergleichsweise hohes spezifisches Gewicht, wie das aus den folgenden Tabellenzahlen hervorgeht:

Tabelle 3

Spezifisches Gewicht der kristallinen Schiefer.

Gesteinsbezeichnung	Spez Gewicht
Gneis:	
Alkalifeldspatgneis	2,70 } (2,59—3,0)
Tonerdesilikatgneis	2,81 } (2,59—3,0)
Kalknatronfeldspatgneis . . .	2,84 } (2,59—3,0)
Granulit	2,64 (2,57—2,73)
Quarzitschiefer . . .	2,68 (2,63—2,91)
Glimmerschiefer .	2,73 (2,54—2,97)
Phyllit	2,74 (2,68—2,80)
Halleflinta	2,76 (2,70—2,86)
Marmor	2,78 (2,63—2,87)
Chloritschiefer . . .	2,87 (2,75—2,98)
Serpentin	2,95 (2,80—3,10)
Kalksilikatgestein .	2,96 (2,67—3,11)
Amphibolit.	3,00 (2,91—3,04)
Jadeitit	3,33 (3,27—3,36)
Eklogit	3,35 (3,20—3,54)

Tabelle 4.

Porosität der Gesteine.

Gestein	Anzahl der Proben	Porosität in Volumenproz Mittelwerte	Grenzwerte	Quellen
I. Feste Gesteine[1]).				
1 Eruptiva und kristalline Schiefer.				
Granit . . .	9	0,76	0,23—1,75	berechnet nach GARY[2])
Syenit	—	0,5—0,6	bis 1,38	HOFER-HEIMHALT
Diorit	—	0,25	—	,, ,,
Gabbro	—	0,6—0,7	—	,, ,,
Porphyr	5	2,66	0,38—6,73	berechnet nach GARY[2])
Phonolith . .	5	1,65	1,17—3,89	berechnet nach GARY
Basalt	8	0,95	0,07—2,30	berechnet nach GARY
Trachyt von Drachenfels. .	1	9,0	—	HOFER-HEIMHALT
Bimsstein .	2	63,9	—	C MOORE
Serpentin . . .	1	0,56	—	HOFER-HEIMHALT
Marmor	4	0,3	0,11—0,59	,, ,,
Amphibolit . .	1	0,90	—	C. MOORE
2. Durch Gebirgsdruck verfestigte, aber nicht kristalline Gesteine[3]) (Sedimente).				
Tonschiefer . .	8	2,69	bis 10,0	C MOORE
Dachschiefer .	59	3,8	1,16—10,28	HIRSCHWALD[2])
Grauwackenschiefer . . .	11	3,6	1,28—7,74	,,
Grauwacke . .	2	2,3	0,41—4,2	berechnet nach GARY
Quarzit	1	1,91	—	C MOORE
Karbonsandsteine	9	3,61	1,09—7,09	HIRSCHWALD
Devonsandsteine	11	4,4	1,36—12,98	,,
Krist Kalk . .	3	4,54	3,07—6,9	berechnet nach GARY

[1]) Die großen Unterschiede zwischen den einzelnen Angaben über die Porosität der festen Gesteine sind wohl zum Teil durch die Verschiedenheit des Probematerials bedingt, zum anderen Teil sind aber diese Differenzen durch die Verschiedenheit der angewandten Bestimmungsmethoden begründet. Wenn die Porosität einfach auf Grund der Wasseraufnahme einer trockenen Probe ohne Anwendung von Druck (nach HIRSCHWALD) oder anderer geeigneter Maßnahme bestimmt wird, erhält man, wie HIRSCHWALD an unzähligen Proben überzeugend gezeigt hat, viel zu niedrige Werte. Als besonders zuverlässig dürfen die Angaben nach GARY (absolutes Porenvolumen, berechnet aus dem Differenzgewicht des Gesteinspulvers und Raumgewicht) und HIRSCHWALD (relatives Porenvolumen, berechnet aus der Wasseraufnahme unter Druck) gelten.

[2]) Werte von angewitterten Gesteinen blieben unberücksichtigt.

[3]) Es werden hier nur Proben angeführt, bei denen auf Grund der Gesteinsbezeichnung bzw. der Fundortangabe mit Sicherheit Beanspruchung durch tektonischen Druck angenommen werden kann.

Gestein	Anzahl der Proben	Porosität in Volumenproz. Mittelwerte	Grenzwerte	Quellen
3. Durch Diagenese verfestigte Gesteine (Sedimente).				
Buntsandstein .	30	17,7	7,7[1])—27,72	HIRSCHWALD
Sandsteine der Unteren Kreide	17	18,4	8,81[1])—23,26	„
Versch. Sandsteine	17	18,1	6,85[1])—27,3	berechnet nach GARY
Kalkstein (oolithisch) . . .	—	13,6—16,93	—	HOFER-HEIMHALT
Kalktuff	—	20,2—32,2	—	„ „
Kreide	—	14,4—43,9	—	„ „
Kalkstein . .	3	28,78	bis 42,8	C. MOORE
Oolith (Jura) .	5	14,58	—	„
Muschelkalk . .	9	11,6	0,8—27,6	ber. nach HIRSCHWALD
Jurakalk . . .	3	28	24—34	„ „ „
Süßwasserkalk. Kalktuff	2	24,9	24,1—25,7	„ „ „
II. Unverfestigte Gesteine				
Kugeln mit gleichem Durchmesser, kubisch gelagert . .	—	47,6	—	theoretische Werte nach verschiedenen Autoren
dito tetraedrisch gelagert . .	—	26,2	—	theoretische Werte nach verschiedenen Autoren
Ölsande	84	17,5	3,4—37,7	a. MEINZER u. MELCHER
Sand versch. Korngröße . .	einige	35	26—47	„ „ „ KING
Sand gleicher Korngröße .	„	38	35—40	„ „ „ „
Ton	„	45	44—47	„ „ „ „
Versch. Boden .	„	55	45—65	„ „ nach U. S. Dep. of Agric.
Dünensand . .	—	24	—	HOFER-HEIMHALT
Kies und Sand .	—	36—42	—	„ „
Löß	—	41—46	—	„ „
Lehm	—	31—34	bis 45—50	„ „
Ton	—	44—50	—	„ „
Mergel	—	47,5	—	„ „
Torferde	—	81	bis 85,2	„ „
Infusorienerde .	—	91,6	—	„ „
Geschiebemergel	—	40,1	35—51	PFEIFFER u. DIENEMANN

[1]) Diese extrem niedrigen Werte wurden bei nur je einer Probe gefunden. Die übrigen Werte liegen alle über 10,0%.

Als zweiten die Dichte geologischer Körper bestimmenden Faktor haben wir die *Hohlräume in den Gesteinen und deren Ausfüllung* kennengelernt. Wir unterscheiden größere Hohlräume wie Höhlen, Klüfte, Spalten usw. und kleinere Hohlräume, die einer bestimmten Gesteinsart eigentümlich sind. Nur die letzteren lassen sich einigermaßen systematisch erfassen. Man bezeichnet den prozentuellen Anteil der Hohlräume am Gesamtvolumen als *Porenvolumen* des Gesteins. Hirschwald[1]) hat den Begriff des Raumgewichts eingeführt. Er versteht darunter das Gewicht eines Gesteins mit lufterfüllten Poren. In der Natur sind die Poren meist z. T. mit Flüssigkeit (z. B. Wasser oder Erdöl) erfüllt und nur der Rest dieser Hohlräume mit Luft oder anderen Gasen. Das Gewicht eines natürlichen Gesteinsvorkommens pro Volumeneinheit ist daher meist etwas höher als das sogenannte Raumgewicht von Hirschwald. Diese natürliche Dichte soll hier als *natürliches Raumgewicht* bezeichnet werden.

Eine Übersicht über das Porenvolumen bei verschiedenen natürlichen Gesteinen zeigt Tabelle 4[2])

Die *größten Werte für das Porenvolumen* kommen bei *lockeren, nicht verfestigten Gesteinen* vor, aber auch schon verfestigte Sedimente haben oft noch ein sehr hohes Porenvolumen. Ebenso kommen bei an der Erdoberfläche erstarrten Eruptivgesteinen hohe prozentuelle Porenvolumina (Blasenräume) vor. Gering ist das Porenvolumen dagegen immer bei den in der Tiefe gebildeten kristallinen Schiefern und den in der Tiefe erstarrten Eruptiven (Tiefengesteinen) und manchen chemischen Sedimenten wie z. B. Steinsalz. Bei diesen letzteren Gesteinen ist also das spezifische Gewicht immer nahezu von der gleichen Größe wie das natürliche Raumgewicht. Bei allen anderen Gesteinen ist ein mehr oder weniger großer Unterschied zwischen spezifischem Gewicht und natürlichem Raumgewicht vorhanden.

Verwitterung fester Gesteine bedingt immer eine Auflockerung des Gefüges und dadurch Zunahme der Porenräume und Abnahme des natürlichen Raumgewichtes.

---

[1]) J. Hirschwald, Handbuch der bautechnischen Gesteinsprüfung. Berlin 1912.

[2]) Literatur: M Gary, Mitteil. d. k. techn. Versuchsanstalt Berlin 1897 u. 1898; H. Höfer-Heimhalt, Grundwasser und Quellen. 2 Aufl. Braunschweig 1920; C. Moore, Geol. Soc Proc. Liverpool vol. IX. part. 1. S. 129ff., part. 3, S. 247; O. E. Meinzer, The occurence of groundwater in the United States. Water-Supply Paper 489, Washington 1923; H. Pfeiffer u. W. Dienemann, Jahrb. d. Pr. Geol. Landesanst. 49, 304ff. Berlin 1928; R. Grengg, Über die Bewertung von natürl. Gesteinen usw. Halle (Saale) 1928. S. 53—55.

Tabelle 5.

Natürliches Raumgewicht verschiedener Gesteine.

1 Feste Gesteine.

Gesteinsart	Natürliches Raumgewicht in trockenem Zustand	Natürliches Raumgewicht in angefeuchtetem Zustand	Autor
Granit	2,58	2,60	C. Moore[1])
Dolerit	2,89	2,90	„
Basalt	2,87	2,88	„
Serpentin	2,71	2,71	Kusakabe[2])
Glimmerschiefer	2,65	2,67	„
Tonschiefer	2,75	2,72	C. Moore[1])
Sandstein	2,23	2,35	Kusakabe[2])
Perm- und Triassandsteine (Mittel)	2,07	2,27	C Moore[1])
Eozan-Sandstein	1,86	2,18	„
Porose Kalke	1,91	2,20	„

2 Unverfestigte Gesteine (Angaben nach Drehwaagenuntersuchungen)

Gesteinsart	Natürliches Raumgewicht Mittelwerte	Natürliches Raumgewicht Grenzwerte	Autor
Humusdecke	1,45	1,22—1,68	J Koenigsberger[3])
Ackerboden (13 Proben)	1,73	1,55—1,95	„
Lehmiger Sand und sandiger Lehm (19 Proben)	1,93	1,65—2,15	„
Kies (sehr feucht)	2,0	1,95—2,05	„
Trockene lockere Ackerkrume	1,13	—	Grengg[4])
Lignitische Braunkohle	1,12—1,3	—	„
Lockerer feinstsand Wiesenboden	1,33	—	„
Kohlenletten	1,51	—	„
Lehmig sandiger Ackerboden	1,6—1,7	—	„
Tegel	1,96	—	„
Schotter mit Samd	2,0—2,2	—	„
Sehr feuchter, feiner Quarzsand	2,25	—	„
Sehr dicht gelagerter Schotter mit Sand	2,5!!	—	„

[1]) C. Moore a. a. O.

[2]) S. Kusakabe, Journ. of the Coll. of Science Imp. Univ. of Tokyo, 1905, vol. XX. Art. 10.

[3]) J. Koenigsberger, ZS. f. prakt. Geol. **33**, 169—184. 1925

[4]) R. Grengg, Öst. Monatsschr. f. d. offentl. Baudienst usw, **1**, 232—235. 1920.

Das natürliche Raumgewicht einiger verbreiteter Gesteine gibt die Tabelle 5

Besonders gering ist das Raumgewicht künstlich aufgeschütteter Gesteine. Bei Erde und Ton ist das Raumgewicht um 50 % geringer als im „gewachsenen“ Zustand. Die Gewichtsabnahme bei festen Gesteinen zeigt die folgende kleine Zusammenstellung aus A. C. LANE[1]) nach A. B. MACDONALD:

	anstehend	aufgeschüttet
Trapp (basaltisches Gestein)	2,992	1,712
Granit	2,720	1,552
Sandstein	2,416	1,376
	Gewicht	pro Volumeneinheit

Ein schwer zu beurteilender Faktor ist die mehr oder weniger große Wasser- bzw. Erdölerfüllung der Gesteinsporen. Man kann in unserem Klima im Durchschnitt 50 % der Poren als mit Wasser erfüllt annehmen. Bei groben Kiesen und anderen großporigen Gesteinen sind im Bereich des Grundwassers mehr als 50 % des Porenvolumens mit Wasser erfüllt, über dem Grundwasserspiegel entsprechend weniger. Kleinporige Gesteine haben in unserem Klima einen Wassergehalt, der zwischen 20 und 60 % des Porenvolumens liegt. In aridem Klima ist der Gehalt geringer, in ausgesprochen humidem Klima noch größer.

Ganz allgemein errechnet sich das natürliche Raumgewicht aus dem spezifischen Gewicht der Substanz und dem Porenvolumen, das man sich je nach den Umständen mit mehr oder weniger Wasser erfüllt zu denken hat. Ist γ das spezifische Gewicht und x das prozentuale Porenvolumen und y die prozentuale Wassererfüllung der Poren, so ist das natürliche Raumgewicht $= \gamma - \frac{\left(\gamma - \frac{y}{100}\right) \cdot x}{100}$.

Bei großen geologischen Körpern, die sich aus Dolomit, Kalk- und Gipsgesteinen zusammensetzen, muß man noch die großen höhlenartigen Hohlräume, die bei der chemischen Verwitterung in diesen Gesteinen entstehen, entsprechend einkalkulieren.

[1]) A. C. LANE, Bull. of the geol. soc. of America. **33**, 353—370. 1922.

Als mittlere Werte für die Dichte der größten geologischen Gebilde bis zur Größenordnung eines Kontinents kann man nach BARRELL[1]) folgende Werte annehmen.

Gesteine	Mittleres spez. Gewicht	Natürliches Raumgewicht mit halbwassergefüllten Poren
Eruptivgesteine . . .	2,80	2,80
Tongesteine	2,69	2,51
Sandgesteine . . .	2,67	2,35
Kalkgesteine.	2,76	2,64
Mittel der Sedimentgesteine	2,70	2,50

Besonderes Interesse beanspruchen wegen ihres wirtschaftlichen Wertes die Lagerstätten der nutzbaren Mineralien. Die normalen Konzentrationen der wichtigsten Schwermetalle auf nutzbaren Lagerstätten gibt die folgende Tabelle[2])

Metall	übliche Menge der Metalle auf den Lagerstätten in %
Eisen . . .	25—60, meist etwa 40
Mangan .	10—25, meist etwa 20
Chrom	10—25, meist etwa 15
Blei	8—12, meist etwa 10
Zink . . .	6—14, meist etwa 8
Nickel . .	meist etwa 1,5
Kupfer . . .	meist etwa 1,5
Zinn . . .	meist etwa 1

Man sieht, daß nur bei den ersten fünf genannten Stoffen das Raumgewicht der Lagerstätte wesentlich durch den technisch wichtigen Metallgehalt beeinflußt wird. Es kommt allerdings hinzu, daß manche Metalle bisweilen in relativ geringer Konzentration an spezifisch schwere Mineralien gebunden sind, wie z. B. Nickel an Magnetkies, Silber an Bleiglanz, Kupfer an Pyrit. Außerdem sind manche Begleitmineralien solcher Erze von hohem spez. Gewicht, wie z. B. Schwerspat und Spateisen. Trotzdem gehören Lagerstätten mit einem Raumgewicht von mehr als 4,0 zu den Seltenheiten.

---

[1]) J. BARRELL, Journ. of Geol vol. 22, 214. 1914.

[2]) Vereinfacht nach F. BEYSCHLAG, P. KRUSCH, J. H. L VOGT. Die Lagerstätten der nutzbaren Mineralien u. Gesteine. Bd. I. 2. Aufl. Stuttgart 1914. S. 158.

Wie sich das im einzelnen bei einer Lagerstätte auswirken kann, zeigen die folgenden Beispiele[1]):

Eine Eisenlagerstatte, die Magnetit (spezifisches Gewicht 4,9—5,2) Hämatit (4,6—5,3), Quarz (2,5—2,8) und Feldspat (Orthoklas) (2,5—2,6) enthält, zeigte folgende Abhängigkeit des spezifischen Gewichts vom Fe-Gehalt:

Nr.	Spez. Gewicht	Fe-$^0/_0$	Nr.	Spez. Gewicht	Fe-$^0/_0$
1.	2,88	14,33	6.	3,78	43,95
2.	3,20	24,45	7.	3,92	47,50
3.	3,37	31,10	8.	4,01	49,25
4.	3,37	31,15	9	4,73	62,35
5.	3,56	36,25	10.	4,83	63,95

Eine andere Lagerstätte, die neben Fe, Cu und Zn-Sulfiden mit einem durchschnittlichen spezifischen Gewicht von 4,71 Gangquarz mit einem spezifischen Gewicht von 2,6 führte, ergab folgendes Bild:

Nr.	Spez. Gewicht	S-$^0/_0$	Nr.	Spez. Gewicht	S-$^0/_0$
1.	3,11	18,0	3.	4,09	36,4
2.	3,32	24,0	4.	4,48	43,9

Hierbei ist der Gehalt des Erzes an Sulfiden durch S-$^0/_0$ ausgedruckt.

Ebenso wie die Schwermetalle beeinflussen, nur im umgekehrten Sinne, die relativ leichten nutzbaren Stoffe das Raumgewicht einer Lagerstätte. Die Lagerung und Verteilung solcher Stoffe, z. B. von Kohlenflozen, ist aber meist eine solche, daß jedenfalls die Wirkung eines einzelnen Flözes sich nur sehr selten im Schwerefeld bemerkbar machen wird. In größeren Abstanden von der Lagerstätte wird man immer nur eine Integralwirkung (z. B. Kohle + Nebengestein) erhalten. Eine Ausnahme machen die tektonisch bedingten, also sekundaren Zusammenschube von Salzflözen, wie sie in den sogenannten Salzstöcken oder Salzdomen zum Ausdruck kommen.

Eine letzte Tabelle gibt eine Zusammenstellung des spezifischen Gewichtes solcher nutzbaren Mineralien, die auf den Lagerstätten in solcher Menge vorkommen können, daß sie das Raumgewicht der ganzen Lagerstätte nach der einen oder anderen Seite hin beeinflussen können.

---

[1]) STÜRE MÖRTSEL, Eng. and Min. Journal Press. 1925. S. 725—728.

Tabelle 6

Spezifisches Gewicht wichtiger nutzbarer Mineralien

A. Erze

Zinnober	8,0 —8,2	(Quecksilbererz)
Uranpechblende	8 —9,7	(Uranradiumerz)
Wolframit	7,1 —7,5	(Wolframerz)
Arsenkies	6 —6,2	(Arsenerz)
Antimonglanz	4,6 —4,7	(Antimonerz)
Bleiglanz	7,3 —7,6	(Blei-Silbererz)
Chromit	4,5 —4,8	(Chromerz)
Zinkblende	3,9 —4,2	(Zinkerz)
Zinkspat	4,1 —4,5	,,
Kieselzinkerz	3,35—3,5	,,
Speiskobalt	6,4 —7,3	(Kobalterz)
Garnierit	2,5 —4,0	(Nickelerz)
Magnetkies	4,54—4,64	(Nickel oder Schwefelerz)
Markasit	4,65—4,88	(Schwefelerz)
Schwefelkies	4,9 —5,2	(Schwefel- und Kupfererz)
Kupferkies	4,1 —4,3	(Kupfererz)
Fahlerze	4,4 —5,0	,,
Magnetit	4,9 —5,2	(Eisenerz)
Hämatit (Roteisen)	4,9 —5,3	,,
Goethit	3,8 —4,3	,,
Limonit (Brauneisen)	3,5 —3,96	,,
Spateisen	3,7 —3,9	,,
Thuringit	3,2	,,
Kohleneisenstein	2,2 —2,9	,,
Psilomelan	5,5 —6,0	(Manganerz)
Pyrolusit	4,7 —5,0	,,
Rhodonit	3,4 —3,68	,,
Kryolith	2,95—2,97	(Aluminiumerz)
Bauxit	2,4 —2,5	,,

B. Nicht-Erze

1. Brennbare Mineralien

Asphalt	1,1 —1,2
Erdöl	0,6 —0,9
Anthrazit	1,34—1,46
Steinkohle	1,26—1,33
Braunkohle	1,10—1,25
Torf	1,05
Holz	0,7 —1,00

2. Salzmineralien

Steinsalz	2,1 —2,2
Kainit	2,13
Sylvin	1,9 —2,0
Carnallit	1,60

3. Sonstige nutzbare Mineralien

Gediegen Schwefel	2,0 —2,1
Graphit	2,1 —2,3
Phosphate	2,2 —3,2
Magnesit	2,9 —3,1
Flußspat	3,1 —3,2
Korund	3,9 —4,0
Schwerspat	4,3 —4,7

§ 7. Die elastischen Eigenschaften geologischer Körper.

Elastizitätsmodule und andere Meßzahlen der Elastizität können an geologischen Körpern nicht direkt bestimmt werden. Sie lassen sich nur indirekt aus der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen berechnen. Direkte Messungen von Elastizitätszahlen sind dagegen an zugeschnittenen Gesteinsproben ausgeführt worden. Diese Zahlen können zwar nicht ohne weiteres auf geologische Körper übertragen werden, sie geben aber doch einen

Tabelle 7.

Elastizitatsmodul E und Fortpflanzungsgeschwindigkeit longitudinaler Wellen V von Gesteinen.

Gestein	E (bei mehreren Beobachtungen Mittelwerte)	V m/sec	Autor	Ermittlung von E	
1. Eruptiva					
Tiefengesteine:					
Granit (16)	$3{,}47 \cdot 10^{11}$	4000	Kusakabe[1])	E kinetisch bestimmt	
„ (6)	$3{,}71 \cdot 10^{11}$	4100	Bauschinger[2])	Druckversuche, niedrige Drucke	
„ (7)	$5{,}05 \cdot 10^{11}$	4800	Adams und Coker[3])	„ niedrige Drucke	
„ (3)	$6{,}6 \cdot 10^{11}$	5600	Adams u. Williamson[4])	„ hohe Drucke	aus κ errechnet
dieselben drei Proben	$7{,}5 \cdot 10^{11}$	6000	„ „ „	„ sehr hohe Drucke	aus κ errechnet
Nephelin-Syenit	$6{,}29 \cdot 10^{11}$	5300	Adams und Coker[3])	„ niedrige Drucke	
Essexit	$6{,}71 \cdot 10^{11}$	5400	„ „ „	„ niedrige Drucke	
Anorthosit	$8{,}25 \cdot 10^{11}$	5900	„ „ „	„ niedrige Drucke	
Gabbro	$6{,}61 \cdot 10^{11}$	5300	Kusakabe[1])	E kinetisch bestimmt	
„	$10{,}8 \cdot 10^{11}$	6900	Adams und Coker[3])	Druckversuche, niedrige Drucke	
„	$10{,}2 \cdot 10^{11}$	6700	Adams u. Williamson[4])	„ hohe Drucke	aus κ errechnet
„	$12{,}0 \cdot 10^{11}$	7300	„ „ „	„ sehr hohe Drucke	aus κ errechnet
Peridotit	$5{,}94 \cdot 10^{11}$	4900	Kusakabe[1])	E kinetisch bestimmt	
Pyroxenit	$8{,}27 \cdot 10^{11}$	5500	„	„ „ „	
Dunit	$16{,}4 \cdot 10^{11}$	7900	Adams und Gibson[5])	Druckversuche, hohe Drucke	aus κ errechnet
„	$17{,}5 \cdot 10^{11}$	8400	„ „ „	„ sehr hohe Drucke	aus κ errechnet
Ergußgesteine:					
Rhyolith (5)	$2{,}0 \cdot 10^{11}$	3100	Kusakabe[1])	E kinetisch bestimmt	
Andesit (10)	$3{,}2 \cdot 10^{11}$	3900	„	„ „ „	
Diabas	$9{,}5 \cdot 10^{11}$	6400	Adams und Gibson[5])	Druckversuche, niedrige Drucke	
„ (gleiche Probe)	$10{,}1 \cdot 10^{11}$	6700	Adams u. Williamson[4])	„ hohe Drucke	aus κ errechnet
„ „ „	$11{,}4 \cdot 10^{11}$	7100	„ „ „	„ sehr hohe Drucke	aus κ errechnet
„ andere Probe)	$7{,}64 \cdot 10^{11}$	5800	„ „ „	„ hohe Drucke	aus κ errechnet
„ „ „	$10{,}1 \cdot 10^{11}$	6900	„ „ „	„ sehr hohe Drucke	aus κ errechnet
Basalt	$10{,}15 \cdot 10^{11}$	6400	O Graf[6])	„ niedrige Drucke	
„ (andere Probe)	$5{,}68 \cdot 10^{11}$	4900	Adams u Williamson[4])	„ hohe Drucke	aus κ errechnet
„ „ „	$8{,}12 \cdot 10^{11}$	5900	„ „ „	„ sehr hohe Drucke	aus κ errechnet
Obsidian	$4{,}82 \cdot 10^{11}$	4900	„ „ „	hohe bis sehr hohe Drucke	aus κ errechnet
Pechstein	$5{,}54 \cdot 10^{11}$	5300	P. W Bridgman[7])	„ hohe bis sehr hohe Drucke	aus κ errechnet
Basalt Glas (2)	$8{,}90 \cdot 10^{11}$	6400	„	„ hohe bis sehr hohe Drucke	aus κ errechnet
„ „ (1)	$9{,}52 \cdot 10^{11}$	6500	Adams und Gibson[5])	„ hohe bis sehr hohe Drucke	aus κ errechnet

2. Sedimente

Klastische Sedimente:				
Grünsandstein (3)	0,8 10^{11}	2100	BAUSCHINGER [2])	Druckversuche, niedrige Drucke
Keupersandstein	0,94 10^{11}	2300	,,	,, ,, ,,
Buntsandstein	1,02 10^{11}	2300	O. GRAF [6])	,, ,, ,,
Buntsandstein (8)	1,67 10^{11}	3000	BAUSCHINGER [2])	,, ,, ,,
Ohiosandstein	1,58 10^{11}	3000	ADAMS und COKER [3])	,, ,, ,,
Sandstein (12)	1,40 10^{11}	2800	KUSAKABE [1])	E kinetisch bestimmt
Tuffsandstein (6)	1,88 10^{11}	3200	,,	,, ,, ,,
milder Tonschiefer (17)	4,69 10^{11}	4800	,,	,, ,, ,,
fester Tonschiefer (10)	6,39 10^{11}	5300	,,	,, ,, ,,
Sandschiefer	6,09 10^{11}	5300	,,	,, ,, ,,
Quarzschiefer (3)	6,65 10^{11}	5500	,,	,, ,, ,,
Quarzit	7,34 10^{11}	5800	O. GRAF [6])	Druckversuche, niedrige Drucke
Grauwacke	7,6 10^{11}	5900	BAUSCHINGER [2])	,, ,, ,,
Ausscheidungssedimente:				
Kreide	0,795 10^{11}	2160	MAURIN und ÉBLÉ [8])	Druckversuche, niedrige Drucke
kreidiger Kalk (3)	1,93 10^{11}	3560	E. MARCOTTE [9])	,, ,, ,,
feinkörniger Kalk (8)	4,32 10^{11}	4680	,,	,, ,, ,,
kristalliner Kalk (4)	6,5 10^{11}	5500	,,	,, ,, ,,
Marmor und dichter Kalk (12)	5,8 10^{11}	5100	KUSAKABE [1])	E kinetisch bestimmt
Jurakalk (2)	3,93 10^{11}	4600	BAUSCHINGER [2])	Druckversuche, niedrige Drucke
Juradolomit	5,34 10^{11}	4900	,,	,, ,, ,,
Leitha-Kalk	5,02 10^{11}	4900	,,	,, ,, ,,
Nummulitenkalk	6,05 10^{11}	5200	,,	,, ,, ,,
Muschelkalk	5,8 10^{11}	5300	,,	,, ,, ,,
,,	7,25 10^{11}	5800	O. GRAF [6])	,, ,, ,,
Clymenienkalk	8,15 10^{11}	6000	BAUSCHINGER [2])	,, ,, ,,
Marmor (5)	6,12 10^{11}	5300	ADAMS und COKER [3])	,, ,, ,,
,, (1)	9,9 10^{11}	6600	ADAMS u. WILLIAMSON [4])	hohe bis sehr hohe Drucke (aus $\varkappa$ errechnet)

3. Kristalline Schiefer

Glimmerschiefer (3)	2,85 10^{11}	3700	KUSAKABE [1])	E kinetisch bestimmt
Gneis	4,50 10^{11}	4700	,,	,, ,, ,,
Graphitschiefer (3)	4,76 10^{11}	4800	,,	,, ,, ,,
Chloritschiefer (8)	7,0 10^{11}	5400	,,	,, ,, ,,

Anzahl der Proben in Klammern. Niedrige Drucke bis 1000 Megabar, hohe Drucke etwa 2000 Megabar, sehr hohe Drucke etwa 10000 Megabar. $\varkappa$ = Kompressibilität. Fußnoten siehe nächste Seite.

ganz guten Anhalt fur die hier zu erwartenden Verhaltnisse. U. a. ist die mehr oder weniger deutliche Abhangigkeit der elastischen Eigenschaften von der Druckbeanspruchung relativ gut bekannt. Fur die praktischen Arbeiten, die sich mit oberflachennahen der Technik zugänglichen Gesteinsvorkommen befassen, sind die bei geringem Drucke ermittelten Zahlen am wichtigsten. Fur theoretische Arbeiten dagegen sind naturlich die unter Anwendung hoher Drucke ermittelten Werte von der großten Bedeutung.

Am wenigsten Material liegt uber die Bestimmung der Poissonschen Zahl $= \sigma$ bei Gesteinen vor Es sind im folgenden einige von ADAMS und COKER[1]) ermittelte Werte angegeben:

Gestein	Grenzwerte σ	im Mittel σ
Für verschiedene Marmorarten	0,25—0,28	0,26
Fur verschiedene Granite	0,20—0,26	0,22
Fur verschiedene andere Eruptive	0,22—0,28	0,26
Fur Ohiosandstein	0,26	

Als Mittel fur die ganze Erde wurde von B. GUTENBERG[2]) 0,27, fur die Erdkruste allein 0,28 errechnet. Die im folgenden mitgeteilten Werte fur die Fortpflanzungsgeschwindigkeit longitudinaler Wellen wurden auf Grund der Poissonschen Zahlen 0,27 berechnet

Über die bei Gesteinen vorkommenden E-Module gibt Tabelle 7 Auskunft. Die meisten dieser Werte sind durch Druckversuche ermittelt, ein Teil aber durch Messung der Schwingungszahl von an einer Seite

Fußnoten aus Tabelle 7.

1) S. KUSAKABE a. a. O.

2) J. BAUSCHINGER, Mitteil. aus d. techn. Lab d. K. Techn Hochschule Munchen. 10. Heft Munchen 1884.

3) FR. D. ADAMS und E. G. COKER, a. a. O.

4) L. H ADAMS und C. D. WILLIAMSON, Journal of the Franklin Inst. 195, 475—529. 1923.

5) L. H ADAMS und R. E. GIBSON, Gerlands Beitr 15, 241—250. 1926.

6) O. GRAF, Beton u. Eisen 25, 399—406. 1926.

7) P. W BRIDGMAN, The American Journ. of science V. ser. vol X. Connecticut. 1925.

8) CH. MAURIN und L. ÉBLÉ, C. R. 181, 1077/1078 1925.

9) C. MASCOTTE, Les pierres naturelles et artificielles. S. 124. Paris 1928.

1) FR. D ADAMS und E. G. COKER, Carnegie Inst. of Washington Publ. Nr. 46. Washington, Juni 1906

2) Lehrbuch der Geophysik. Berlin 1926. S. 467.

festgeklemmter Gesteinsprismen. Die so ermittelten Werte sind in der Tabelle als „kinetisch bestimmt“ bezeichnet. Die Elastizitätsmodulwerte sind in CGS-Einheiten mitgeteilt.

Die **E-Module von Gesteinen** sind im Durchschnitt wesentlich **geringer** als die für **einzelne Mineralien bestimmten**. Im einzelnen zeigt die Tabelle, daß bei Eruptivgesteinen der E-Modul mit abnehmendem Kieselsäuregehalt (also zunehmender Dichte) zunimmt. Tiefengesteine sind im allgemeinen elastisch widerstandsfähiger als Ergußgesteine von der gleichen Zusammensetzung Die E-Module der Sedimentgesteine liegen im Durchschnitt unter den für Eruptivgesteine ermittelten Werten. Lediglich diagenetisch verfestigte Trümmersedimente haben niedrige E-Module. Dieselben werden bei Gesteinen, die eine starke Druckbeanspruchung bei der Gebirgsbildung durchgemacht haben, sehr viel höher. Auch Ausscheidungssedimente haben — von der wenig konsistenten Kreide abgesehen — relativ hohe Elastizitätsmodule. Sie erreichen bei Marmor die theoretisch für Einzelkristalle von Kalkspat errechneten Werte. Die kristallinen Schiefer haben E-Module, die von derselben Größenordnung sind, wie die bei Eruptivgesteinen gemessenen. Die bisher vorliegenden Zahlen sind im übrigen noch zu dürftig, um weitere Schlußfolgerungen zu erlauben.

Die Tabelle 8 gibt eine Übersicht über die bisher bekanntgewordenen Ergebnisse bei der Ermittlung der Geschwindigkeit longitudinaler Wellen = V in natürlichen Gesteinsvorkommen

Dieselben stimmen im großen und ganzen gut zu den Laboratoriumsversuchen. Auffallend hoch sind die bei Salzvorkommen ermittelten Werte. Man erhält theoretisch aus der Kompressibilität $\varkappa$ folgende Geschwindigkeiten für die kristallisierten Salzmineralien·

Mineral	Kompressibilität in CGS 10^{12}	Geschwindigkeit longitutinaler Wellen in m/sec
Sylvin	5,62	3900
Steinsalz . . .	4,13	4400
Gips	2,49	5450
Anhydrit	1,83	5650

Man muß also wohl annehmen, daß für die hohen bei Salzvorkommen gemessenen Geschwindigkeiten im wesentlichen die Gips- und Anhydritgesteine, die über den eigentlichen Steinsalzlagerstätten zu liegen pflegen, verantwortlich sind.

Für die Beurteilung der elastischen Eigenschaften **lockerer Gesteine**, die sich nicht zu Laboratoriumsversuchen eignen, sind die Angaben

Tabelle 8.
Fortpflanzungsgeschwindigkeit V longitudinaler Wellen in natürlichen Gesteinen. (Direkte Bestimmungen.)

Gesteine	V in m/sec	Autor
1. Feste Gesteine:		
Eruptiva, kristalline Gesteine, Massengesteine, Kalk, Dolomit Gips, Anhydrid, Salz	5000—5600	H. Salfeld [1])
Cambrium (Villanueva de las Minas).	4800	J. G. Siñeriz [9])
Salzgesteine des „cap rock" .	ca. 4500 bis ca. 5500	Fr. Rieber [2])
Salzgesteine der Salzdome von Texas (Anhydrid, Gips, Kalk und Salz)		M. Hannemann [3])
Muschelkalk (Rudersdorf) . . .	4300	W. Schweydar und H. Reich [4])
Gipsgesteine (Sperenberg) . . .	3500 ?	
Zechsteingesteine (Salz, Anhydrid), Jüterbog	4500	G. Angenheister [5])
Produktives Carbon (Dobrilugk)	3800	H. Reich [7])
Produktives Carbon (Villanueva de las Minas).	3400	J. G. Siñeriz [9])
Kalkige Mergel, Kalksandstein, harte Tonschiefer	3200—3800	H. Salfeld [1])
Kieselige Sandsteine, schwach kalkige Sandsteine	2200—2400	„
Mittlerer Buntsandstein b. Jena	2000—2800 im Mittel 2500	O. Meisser und H. Martin [6])
Kreide in der Mark	2380	H. Reich [7])
Kreide in Frankreich	2140	Ch. Maurin und L. Éblé [8])
2. Lockere Gesteine:		
Deckgebirge (Tertiär usw.), Texas	1800—2100	Fr. Rieber [2])
Septarienton und mittlerer Buntsandstein ?, Jüterbog	1900	G. Angenheister [5])
Miocän (Villanueva de las Minas)	1950	J. G. Siñeriz [9])
Ton, toniger Sandstein, schwachkalkiger Mergel.	ca. 1800	H. Salfeld [1])
Tertiär u. toniges Diluvium d. Mark	1630 bis 1800	H. Reich [7])
feuchter diluvialer Sand (Sperenberg)	855—1011	H. Reich und W. Schweydar [4])
Diluvialer Sand (Jüterbog) . .	700—800	G. Angenheister [5])
Lockerer Gehängeschutt (Jena)	660—820	O. Meisser und H. Martin [6])
Schotter, Kies, Sand, Löß. . .	600—800	H. Salfeld [1])
Dieselben intensiv durchfeuchtet	1200	„
Alluvium (Villanueva de las Minas)	600	J. G. Siñeriz [9])

Fußnoten siehe nächste Seite.

über die Geschwindigkeit elastischer Wellen die einzige Grundlage. Es zeigt sich, daß sandige Gesteine im allgemeinen weniger widerstandsfähig sind als tonige oder gar kalkige Gesteine Lockere Gesteine haben, wenn sie intensiv durchfeuchtet sind, eine höhere Fortpflanzungsgeschwindigkeit für elastische Wellen, als wenn sie trocken sind. Dieses Verhalten hängt wohl damit zusammen, daß bei feuchten Gesteinen das in den Poren vorhandene Wasser der hauptsächlichste Träger der elastischen Bewegung ist. Über die Geschwindigkeit in Luft, Wasser, Erdöl und Eis gibt die folgende kleine Tabelle Auskunft.

	V in m/sek	Autor		V in m/sek	Autor
Luft	330,8+0,66 t		NaCl-Lösung 10 %	1470	DORSING[3])
			„ 15 %	1530	DORSING[3])
			„ 20 %	1650	DORSING[3])
Süßwasser	1435	COLLADON u STURM[1])	Meerwasser	1480—1490	W. SPEISER[4])
Gletschereis	3140 (Firneis) 3570—3600 (Zungeneis)	H. MOTHES[2])	Petroleum	1326—1395	MARTINI[5])

In der Formel für V Luft bedeutet t die Temperatur in C-Graden über 0°.

§ 8. Die magnetischen Eigenschaften geologischer Körper.

Die Magnetisierung natürlicher Gesteinsvorkommen setzt sich zusammen aus einem induktiven Anteil, der durch das heutige magnetische Erdfeld zustande kommt, und einem remanenten An-

Fußnoten aus Tabelle 8

1) H SALFELD zitiert von L AMBRONN, Intern Bergwirtschaft, 2, 223 1927
2) FRANK RIEBER, Mining and Metallurgy, S 394/95. Sept. 1928.
3) M. HANNEMANN, ZS. f prakt. Geol., 35, 168—173 1927,
4) W. SCHWEYDAR u H REICH, Gerlands Beitr 17, 121—147 1927
5) G ANGENHEISTER, ZS. f Geophysik, 3, 28—33 1927,
6) O. MEISSER u. H. MARTIN, ZS. f. Geophysik, 3, 106—118. 1927,
7) Beobachtungen des Verfassers
8) CH MAURIN u. L. ÉBLÉ, a. a. O.
9) J. G. SIÑERIZ, Los metodos geofísicos de prospección. Bol. d. Inst. Geol. y Min. de España. 10. III. ser. Madrid 1928.

1) Pogg. Ann. 12, 183.
2) H. Mothes, ZS. f Geophysik, 5, 120ff. 1929.
3) Nach DORSING aus LANDOLT-BÖRNSTEIN, Physikalische Chemische Tabellen.
4) W. SPEISER, Dinglers Journal 341, 239—240. 1926.
5) Nach MARTINI aus LANDOLT-BÖRNSTEIN, Physikalische Chemische Tabellen.

teil, der von anderen Magnetisierungsquellen stammt oder einem anders gerichteten Erdfeld aus früheren Zeiten sein Dasein verdanken konnte. Da die magnetische Orientierung der Mehrzahl der bekannten magnetischen Gesteinsanomalien in Übereinstimmung zum heutigen Erdfelde steht, dürfte der induktive Anteil der bei weitem wichtigste sein.

a) Die Koerzitivkraft.

Es muß indes beachtet werden, daß die Remanenz bzw. besonders die Koerzitivkraft naturlicher Gesteine sehr groß ist. Das Verhaltnis $\frac{\text{Koerzitivkraft}}{\text{Maximale Susceptibilität}} = \frac{C}{\varkappa_{max}}$ ist bei naturlichen Gesteinen großer als es je bei den in der Technik verwendeten Eisen- und Stahlsorten vorkommt. Nach verschiedenen Autoren[1]) liegt die Koerzitivkraft $= C$ bei Einzelkristallen von natürlichem Magnetit zwischen 0,5 und 12,2 Γ $\left(\frac{C}{\varkappa_{max}} = 0{,}017 \text{ bis } 3{,}9\right)$, bei Magnetiterzen und Magnetitgesteinen mit hohem Fe-Gehalt zwischen 12,1 und 150 Γ $\left(\frac{C}{\varkappa_{max}} = 11{,}5 \text{ bis } 413\right)$, bei magnetithaltigen Eruptiven zwischen 2,4 und 6,7 Γ $\left(\frac{C}{\varkappa_{max}} = 349 \text{ bis } 2830\right)$. Man sieht hieraus, daß die Koerzitivkraft zwar ihr absolutes Maximum bei eisenreichen Magnetitgesteinen hat, daß aber einesteils das absolute Maximum von C nicht bei reinen Magnetiten liegt und daß das relative Maximum $\frac{C}{\varkappa_{max}}$ sogar bei relativ eisenarmen Gesteinen gefunden wurde. In allen diesen Fallen ist C so groß, daß das normale Erdfeld nicht ausreicht, um eine solchen Gesteinen mitgeteilte Magnetisierung dann ohne weiteres zum Verschwinden zu bringen, wenn sie nicht in Übereinstimmung mit dem Erdfeld steht.

Solche Magnetisierungsquellen, die außerhalb des heutigen Erdfeldes zu suchen sind, sind in erster Linie die direkten induktiven Wirkungen von einschlagenden Blitzen[2]) oder auch indirekte induktive Wirkungen von elektrischen Entladungen in der Athmosphare[3]). Die Gesteine konnen durch solche Blitzinduktionen bis zur Sattigung magnetisiert werden. Es handelt sich dann aber immer nur um örtlich ganz begrenzte Vorkommen.

---

[1]) P. Weiss, L'éclairage électrique. T. VII. S. 487ff.; Paris 1896. E. Wilson u. C. F. Herroun, Proc. Phys. soc. of London 31, 299ff. 1919, N. Stschodro, Gerlands Beiträge zur Geophysik, Bd. XVII, H. 1, Leipzig 1927; A. Turcev, Bull. de l'Ac. des sciences de l'U. R. S. S. Cl. Sci. phys. math. S. 89ff. 1928.

[2]) F. Pockels, Neues Jahrb. f. Min. Geol. usw. S 60ff. 1897.

[3]) F. Loewinson-Lessing, C. R. 1, 942. 1925 u. Geol Com. 44, Nr. 5. 1925.

Eine andere Moglichkeit, das Vorkommen von Gesteinsmagneten in einer nicht zum heutigen Erdfeld passenden magnetischen Position zu erklaren, liegt in der Annahme von sehr beträchtlichen Veranderungen des Erdfeldes, der die Gesteinsmagnete nicht folgen konnten. Auf solchen Gedankengangen bauen sich die (vielleicht zu) weit gehenden Theorien uber die frühere Lage der Magnetpole der Erde auf[1]).

Eine weitere Moglichkeit besteht in einer Änderung der Lage der Gesteinsmagnete durch tektonische Vorgange. Eine magnetisierte Schicht kann z. B. durch Gebirgsfaltung eine ganz andere Lage bekommen, als sie sie ursprunglich hatte. Es kann dadurch direkt eine Umkehrung in der Lage der Pole eintreten

Schließlich ist an die induktive Wirkung bereits vorhandener Gesteinsmagnete auf neu sich bildende Gesteinsmagnete zu denken. Das ist z B. der Fall, wenn ein Eruptivgestein inmitten bereits vorher entstandener und entsprechend magnetisierter Gesteinsvorkommen erstarrt Wir haben dann nicht nur die induktive Wirkung des Erdfeldes, sondern auch die der zusatzlichen Felder der anderen Gesteinsmagneten Meistens werden allerdings diese zusatzlichen Felder klein sein im Vergleich zum Erdfeld. Ihre Wirkung darf daher nicht uberschatzt werden

b) Die Suszeptibilität.

Wahrscheinlich wird sich innerhalb so großer Zeitraume, wie wir sie fur die geologische Vergangenheit annehmen mussen, schließlich doch die Magnetisierung geologischer Korper dem Erdfelde anpassen. Daher durften in der Regel Rechnungen, die sich allein auf die Induktion durch das heutige Erdfeld stutzen, das richtige treffen

In diesem Falle ist die tatsachliche Magnetisierung geologischer Korper in erster Linie von der Magnetisierbarkeit, das ist der magnetischen Suszeptibilitat bestimmt. Die Suszeptibilitat der Gesteine aus denen sich die geologischen Korper aufbauen, ist sehr schwer gesetzmaßig zu fassen. Die Mineralien, die so kraftig magnetisierbar sind, daß sie die Suszeptibilitat der Gesteine bestimmen, gehoren zu den sogenannten akzessorischen Mineralien. Es sind dies solche Mineralien, die für den petrographischen Charakter eines Gesteins nicht maßgebend sind. Es kommt hinzu, daß die Mineralien des fur die Gesteinsmagnetisierung wichtigsten Mineralsystems, nämlich des Systems TiO_2, FeO, Fe_2O_3 bisher, eben weil sie fur die petrographische Beurteilung der Gesteine unwesentlich sind, bei Gesteinsbeschreibungen selten genügend

[1]) P. L. Mercanton, C. R. 182, 859 u. 1231.

scharf getrennt worden sind[1]). Wir finden daher in derselben Gesteinsfamilie oft sehr verschieden magnetisierbare Gesteine.

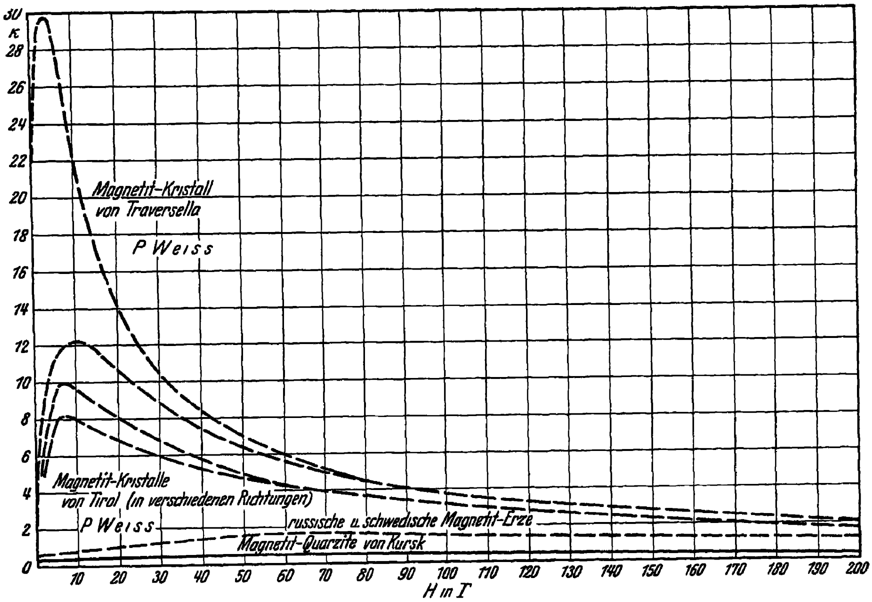
Eine weitere Schwierigkeit für die richtige Beurteilung der Magnetisierbarkeit von Mineralien und Gesteinen besteht in der Tatsache, daß für die meisten Mineralien und Gesteine Suszeptibilitätsbestimmungen in Feldern von der Größenordnung des Erdfeldes nur in sehr beschränktem Maße vorliegen[2]). Für para- und diamagnetische Mineralien mag das noch hingehen, bei ferromagnetischen ist indes eine ausgesprochene Abhängigkeit der Suszeptibilität $\varkappa$ von der Feldstärke H vorhanden, wovon die beiden Diagramme einen Begriff geben.

Je geringer die Suszeptibilität, um so weniger leicht ist diese Abhängigkeit $\varkappa$ von H in schwachen Feldern experimentell festzustellen. Nach den Untersuchungen von TURCEV[3]) ist auch bei Eruptivgesteinen, die im Verhältnis zu reinem Magnetit nur schwach magnetisierbar sind, eine solche ausgesprochene Abhängigkeit vorhanden. Die Suszeptibilitätskurve hat bei diesen Gesteinen nach TURCEV sogar zwei oder mehr Wendepunkte, die bei rund 20 Γ und zwischen 60 und 100 Γ liegen. Andere Untersuchungen[4]) bestätigen das indessen nicht, so daß bisher die größere Wahrscheinlichkeit dafür besteht, daß bei schwacher magnetisierbaren Gesteinen eine wesentliche Änderung der Suszeptibilität mit zunehmender Feldstärke nicht eintritt.

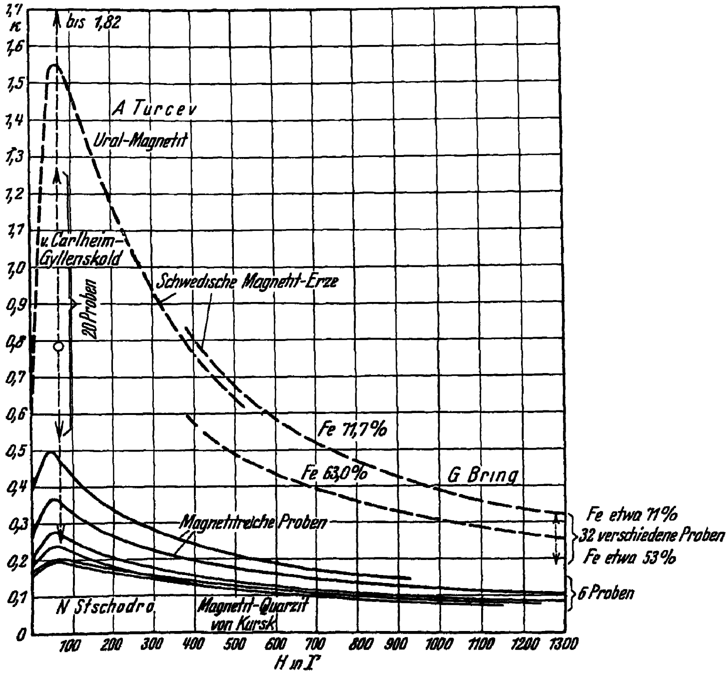
Die für die Gesteinsmagnetisierung wichtigsten Mineralien sind

Mineral	Suszeptibilität bei schwachen Feldern (unter 300 Γ)		Autor
Magnetit:			
Magnetitkristalle .	1,5 — 29,2	zahlreiche Beobachtungen an verschiedenen Objekten	P. WEISS[5])
Magnetitkristallaggregate . . .	0,1 — 1,6		E. WILSON[6]) und E. F. HERROUN
Magnetkies . . .	0,007 — 0,43		P. WEISS[7])
Franklinit	um 0,036	Beobachtungen an nur je einem Objekt	F. STUTZER[8])
Ilmenit	um 0,031		F. STUTZER
Kupferkies . . .	0,006		J. BAHURIN[9])
Spekularit	0,0032		J. KOENIGSBERGER[10])

[1]) D. RAMDOHR, Neues Jahrb. f. Min. Geol. usw. Beilage Bd 54 A, 320ff. 1926.
[2]) J. KOENIGSBERGER, Centralbl. f. Min. Geol. usw. B. S. 97ff. 1929,
[3]) A. TURCEV, a. a. O.
[4]) E. WILSON, Phil. Trans. roy. soc. of London Ser. A. **219**, 83ff. 1919.
[5]) P. WEISS, a. a. O.
[6]) E. WILSON u. E. F. HERROUN, a. a. O.
[7]) P. WEISS, Journ. de Physique 4. ser. **4**, 829ff. 1905.
[8]) F. STUTZER, W. GROSS u. K. BORNEMANN, Metall und Erz **15**, 1ff. 1918, H. 1.
[9]) J. BAHURIN, Bull. Inst. of Pract. Geophysics. **3**, 306ff. Leningrad 1927.
[10]) J. KOENIGSBERGER, Glückauf, S. 942/43, 1923.



Suszeptibilität (κ) von Magnetitkristallen als Funktion der Feldstärke (H). Unten zum Vergleich Kurven von Magnetiterzen und Magnetitgesteinen



Suszeptibilität (κ) von Magnetiterzen und Magnetitgesteinen als Funktion der Feldstärke (H).

Tabelle 9.

Suszeptibilitat von Eruptivgesteinen.

Gestein	Fundort	Suszeptibilitat $= \varkappa$	Feldstärke $= H$ in Γ	Autor	Bemerkungen
1. Tiefengesteine:					
Normalgranit	Mount Sorrel	600 — 650 10^{-6}	47 — 96	E. Wilson[1])	ganze Stucke
Basische Schlieren im Granit	„ „	400 — 1810 10^{-6}	47 — 67	„	„ „
Basischer Randgranit	„ „	220 · 10^{-6}	124 — 157	„	„ „
Hornblende-Diorit .	„ „	120 10^{-6}	156 — 200	„	„ „
Camptonit	Nuneaton	210 10^{-6}	128 — 483	„	„ „
Augit-Granophyr . .	Groby Quarzy	40 10^{-6}	200 — 440	„	„ „
Basischer Granophyr	Newhurst Wood	82 10^{-6}	137 — 241	„	„ „
Olivin-Gabbro . . .	Skye	5610 10^{-6}	—	A. W. Ruecker[2])	4 Proben
Gabbro	Deer Forest	4200 10^{-6}	—	„	4 Proben
„	Skye	2370 10^{-6}	—	„	11 Proben
„	Mull	1230 10^{-6}	—	„	2 Proben
„	Cumberland	230 10^{-6}	—	„	
„	Hatton Hill	70 10^{-6}	—	„	
„	St. Davids Hill	nahe 0 10^{-6}	—	A. W. Ruecker[2]) u. White	
Turmalingranit . . .	—	240 10^{-6}	—		
Syenit	—	1040 10^{-6}	—	„	
Turmalin-Aplit . . .	L. Iset	40 — 100 · 10^{-6}	51,3	J. Bahurin[4])	
Gabbro	„	3500 10^{-6}	10,3	„	
Pyroxenit	„	4000 10^{-6}	10,3	„	
Dunit	L. Taghil	40 — 100 10^{-6}	51,3	„	
Gabbro	Wisconsin	430 10^{-6}	Erdfeld	L. B. Slichter[5])	0,15 % Magnetit
„	„	680 10^{-6}	„	„	0,24 % Magnetit
Granit	Harz	8 10^{-6}	etwa 5	J. Koenigsberger[6])	
Aaregranit	Gotthardgebiet	23 — 34 10^{-6}	„		
Gotthardgranit . . .	„	17 — 45 10^{-6}	„	„	
Cristallinagranit . .	„	20 — 30 10^{-6}	„	„	

2. Ergußgesteine:					
Dolerit	Nottinghamshire	4340—4720 10^{-6}	22—49,5	E. WILSON[1])	Randpartie } desselben Ge-
„	„	88—130 10^{-6}	132—248	„	Zentralpartie } steinskorpers
„	Leicestershire	3910—4080 10^{-6}	23—39	„	
„	Nottinghamshire	2790 10^{-6}	19,8	„	
Basalt	Derbyshire	125 10^{-6}	40—69	„	
Trachyt	—	390 10^{-6}	—	A.W.RUECKER[2])	
Phonolith	—	700 10^{-6}	—	„	
Melaphyr	—	390 10^{-6}	—	„	
Mittel aus 45 Doleriten und Basalten .	Britische Inseln	2550 10^{-6}	—	A.W.RUECKER[3]) und WHITE	
Quarzdolerit	Whin Sill	2630—5410 10^{-6}	—	„	
„	St. Davids	nahezu 0	—	„	
Basaltgang	Northumberland	10090 10^{-6}	—	„	} besonders hohe Werte
Intrusivbasalt . . .	Antrim	13900 10^{-6}	—	„	
Basaltgang	„	190 10^{-6}	—	„	} besonders niedrige Werte
Basalt	„	310 10^{-6}	—	„	
Nephelin-Basanit . .	Tetschen	6070—7170 10^{-6}	—	F. POCKELS[7])	17,7 % Magnetit
Nephelin-Basalt . .	Lobauer Berg	8100—9200 10^{-6}	—	„	6,6 % Magnetit grobkorn.
„ „ . . .	Tharandt	8560-10840 10^{-6}	—	„	24,5 % Magnetit
Verwitterter Basalt .	Balatonsee	1326 10^{-6}	sehr schw. Felder	L. STEINER[8])	
Frischer Basalt . . .	„	300 10^{-6}	„	„	
Melaphyr	Tholey	4860 10^{-6}	8,7	A. TURCEV[9])	4,27 % Magnetit } ϰ aus μ =
		1120 10^{-6}	26,1	„	} Permea-
		1670 10^{-6}	522	„	} abilitat
Basalt	Owen	1500 10^{-6}	478,7	„	ca. 4,2 % „ } berechnet
		800 10^{-6}	8,7	„	
„Pillow"-Lava . . .	Karadagh	636 10^{-6}	17,4	„	3,55 % „
		4365 10^{-6}	26,1	„	
		6300 10^{-6}	438,1	„	

Tabelle 10.

Suszeptibilitat von Sedimentgesteinen.

Gestein	Fundort	Suszeptibilitat $= \varkappa$	Feldstarke $= H$ in Γ	Autor	Bemerkungen
Kompakter Kalk . . .	Leicestershire	$3{,}8 \cdot 10^{-6}$	300 – 515	E. Wilson[1])	
Dolomit	Nottinghamshire	$1{,}8 \cdot 10^{-6}$	605	„	
Feinkorniger Dolomit .	Leicestershire	$4{,}7 \cdot 10^{-6}$	603	„	
Blauer Ton	Irthlingborough	$20 \cdot 10^{-6}$	94 – 375	„	
Blauer Tonschiefer . .	Charnwood Forst	$39 \cdot 10^{-6}$	245 – 355	„	
Hornfels	Mount Sorrel	$32 \cdot 10^{-6}$	332 – 342	„	kontaktmetamorphes Gest.
„	„	$61 \cdot 10^{-6}$	237 – 240	„	„
Tertiarschichten . . .	Balatonsee	$42 \cdot 10^{-6}$	s.schw. Feld	L. Steiner[8])	aus $\varkappa$ errechnet
Dolomit	„	$14 \cdot 10^{-6}$			„ „ „
Eisensandstein	Schweiz	$100 \cdot 10^{-6}$	—	J. Koenigsberger[6])	
Schwarze Portlandschichten	„	$80 \cdot 10^{-6}$	2500	„	
Schwarze Portlandschichten	„	$16 \cdot 10^{-6}$	5	„	
Sonstige Sedimente . .	„	$< 10 \cdot 10^{-6}$	—	„	
Steinsalz	Norddeutschland	$-0{,}4 \cdot 10^{-6}$	—	„	geschatzt
Nebengestein der Salzhorste	„	$40 \cdot 10^{-6}$	—		„
Kohle	Waldenburg	$< 2 \cdot 10^{-6}$	5	„	

Tabelle 11.

Suszeptibilität von kristallinen Schiefern.

Eisenquarzit	Krivoj Rog	$550 \cdot 10^{-6}$	10,3	J. BAHURIN[4])	
Hornblende-Magnetitschiefer	„	$9000 \cdot 10^{-6}$	10,3	„	
Hornblendeschiefer	Ural	$8000 \cdot 10^{-6}$	10,3	„	
Talkschiefer	„	$3000 \cdot 10^{-6}$	10,3	„	
Hornblendeschiefer	Malvern Hills	$1390 \cdot 10^{-6}$	—	A. W. RUCKER[2])	magnetitreich
„	„	$1130 \cdot 10^{-6}$	—	„	Magnetitgehalt geringer
„	„	$300 \cdot 10^{-6}$	10,3	„	„ gering
„	„	$120 \cdot 10^{-6}$	—	„	„ sehr gering, Titanoferrite ?
„	„	nahe 0	—	„	„ „ „ nur Titanoferrite ?
Basische Paraschiefer	Gotthardgebiet	$17-180 \cdot 10^{-6}$	sehr schwache Felder	J. KOENIGSBERGER[6])	
Klintonit-Phyllite	„	$90 \cdot 10^{-6}$		„	
Injektionsgneis	„	$12-25 \cdot 10^{-6}$		„	
Verschiedene Gneise	Bellinzona	$10-260 \cdot 10^{-6}$		„	
Serpentin	Gotthardgebiet	$3600-6000 \cdot 10^{-6}$		„	
„	Ural	$550 \cdot 10^{-6}$	110,3	A. TURCEV[9])	Metamorphe Eruptiva
„	„	$14100 \cdot 10^{-6}$	30,5	J. BAHURIN[4])	

Fußnoten aus den Tabellen 9, 10 u. 11

[1]) E. WILSON, a. a. O. [2]) A. W. RUCKER, Proc. Roy. Soc. London **48**, 505ff. 1890. [3]) A. W. RUCKER u. WHITE, Proc. Roy. Soc. London **63**, 460ff. 1898. [4]) J. BAHURIN, a. a. O. [5]) L. B. SLICHTER, Techn. Publ. Americ. inst. of min. and met. engineers New York. Febr. 1928. [6]) J. KOENIGSBERGER, a. a. O., und Gerlands Beitr. **23**, 248ff. 1929; ZS. f. Geophysik **5**, 62ff. 1929. [7]) F. POCKELS, Ann. d. Phys. **63**, 195ff. 1897. [8]) L. STEINER, Bericht d. wiss. Unters. d. Balatonsees, 1. Bd., 1. Teil, Geophys. Anh., III. Sect., S. 27ff. Wien 1908. [9]) A. TURCEV, a. a. O.

Zwischen 100 und 500 · 10^{-6} liegt die Suszeptibilitat von den meisten Mangan- und Eisenerzmineralien, sowie von eisenreichen Augiten, Hornblenden, Wolframit, Arsenkies, Chromit und Pyrit.

Die meisten anderen Mineralien haben eine wesentlich geringere Suszeptibilität Ein großer Teil gesteinsbildender Mineralien, wie z. B. Kalkspat, Quarz und Steinsalz sind sogar diamagnetisch.

Da bisweilen der Eisengehalt eines Gesteins als proportional seiner Magnetisierung angenommen wird, ist es angebracht, auf die Magnetisierung der Eisenmineralien noch naher zuruckzukommen. Die Kurven und Zahlen zeigen, daß das wichtigste magnetische Mineral, der Magnetit, recht wechselnde Magnetisierbarkeit haben kann Das wechselnde Verhaltnis von Fe_2O_3 zu FeO das bei diesem Mineral beobachtet wird, mag diese Verschiedenheiten bedingen. Auch der Magnetkies, den P. WEISS besonders eingehend untersucht hat, zeigt ein sehr verschiedenes magnetisches Verhalten, so daß P WEISS[1]) zu dem Schlusse kommt, daß im Magnetkies die gleiche Substanz z T. in einer ferromagnetischen und z. T in einer paramagnetischen Modifikation vorliegt Solche verschiedenen Modifikationen sind fur die Verbindung Fe_2O_3 direkt nachgewiesen Es laßt sich künstlich sowohl ferromagnetisches als auch paramagnetisches Fe_2O_3 herstellen[2]). FREBOLD und HESEMANN[3]) haben den Nachweis erbracht, daß beide Verbindungen auch in der Natur vorkommen Die Mehrzahl der naturlichen Roteisenvorkommen sind nur schwach magnetisierbar Das gleiche gilt von dem naturlichen Brauneisenvorkommen. Bei diesen Erzen scheint die Magnetisierbarkeit in erster Linie vom Oxydulgehalt abhangig zu sein. Karbonatische Erze sind daher ebenfalls, wie die Untersuchungen von Cox beweisen, meist besser magnetisierbar als oxydische Trotz zahlreicher Untersuchungen auf diesem Gebiet ist eine restlose Klarung des verschiedenen magnetischen Verhaltens der einzelnen Eisenverbindungen noch nicht erfolgt. Aber das ist sicher, daß es unter keinen Umständen angängig ist, die Magnetisierbarkeit dem Eisengehalt proportional zu setzen.

Die bei den verschiedensten Gesteinen gemessenen Suszeptibilitaten zeigt Tabelle 9.

Aus diesen Angaben ist zu ersehen, daß Gesteine mit hohem $\varkappa$ nur unter den Eruptivgesteinen und den kristallinen Schiefern zu finden

---

[1]) A. a. O. 1905.

[2]) H. ABRAHAM u. R PLANIOL, C. R. 180, 1328ff. 1925; R. CHEVALIER, C. R. 180, 1473ff. 1925.

[3]) G. FREBOLD u. J. HESEMANN, Centralbl. f. Min., Geol. usw. S. 314ff. 1926 A.

sind. Die Sedimentgesteine sind immer nur entweder schwach paramagnetisch oder sogar diamagnetisch

Bei den kristallinen Schiefern sind stark magnetische Gesteine selten Die große Mehrzahl der Phyllite und Gneise ist nur schwach magnetisch Sind kristalline Schiefer starker magnetisiert, so handelt es sich entweder um metamorphe Eruptiva oder um eisenreiche Gesteine, deren Fe-Gehalt bei der Metamorphose z. T in Magnetit verwandelt wurde

Am haufigsten sind Eruptivgesteine durch hohe $\varkappa$-Werte ausgezeichnet, und zwar sind es meist mehr oder weniger basische Eruptiva, ohne daß im einzelnen eine Gesetzmaßigkeit (etwa als Funktion des Fe_2O_3- oder FeO- oder umgekehrt des SiO_2-Gehaltes) zu erkennen ware Es kommen vielmehr bei all diesen Gesteinen außerordentlich große Unterschiede in der Magnetisierbarkeit vor Auf die wahrscheinlichen Ursachen dieser Verschiedenheiten wurde schon hingewiesen.

Entsprechend der Suszeptibilitat der einzelnen Gesteinstypen ist das magnetische Verhalten der geologischen Korper, die sie aufbauen[1]) Fast alle geologischen Korper sedimentarer Natur, ebenso die Mehrzahl der Granitintrusivkorper und schließlich die meisten Vorkommen kristalliner Schiefer sedimentarer Herkunft sind magnetisch indifferent Großere Anomalien sind immer entweder von magnetithaltigen kristallinen Schiefern oder von $\pm$ basischen Eruptivgesteinen bzw deren Differentiationsprodukten hervorgerufen Aus chemischen Sedimenten aufgebaute Gesteinskorper wie z B Salzstocke[2]) und Kalkund Dolomitriffe zeigen u. U schwach diamagnetische Wirkungen.

§ 9. Die elektrische Leitfähigkeit von geologischen Korpern.

Die elektrische Leitfahigkeit geologischer Korper wird bestimmt durch die elektrische Leitfahigkeit der an der Zusammensetzung der Gesteine eines geologischen Korpers beteiligten Mineralien und durch die elektrische Leitfahigkeit der in den Hohlraumen der Gesteine vorhandenen Flüssigkeiten. Nicht allein der prozentuelle Anteil gut leitender Mineralien oder Flüssigkeiten am Gesamtvolumen ist maßgebend, sondern auch strukturelle Eigen-

[1]) H. Reich, Jahrb. d. Preuß. Geol. Landesanst 44, 249ff. 1925.
[2]) Fr. Schuh, Mitt. d. Mecklenb Geol. Landesanst. 32. Rostock 1920.

tumlichkeiten, die eine gute leitende Verbindung der einzelnen Leiterteilchen je nachdem begunstigen oder nicht begunstigen.

Da i. a. nicht die elektrische Leitfahigkeit, sondern deren reziproke Größe, namlich der spezifische Widerstand in Ohm, gemessen wird, sind in den folgenden Angaben durchweg Ergebnisse von Widerstandsmessungen verwertet worden.

a) Der spezifische Widerstand von Mineralien[1].

Die weitaus meisten Mineralien, und zwar gerade die haufigsten gesteinsbildenden Mineralien sind Nichtleiter, d. h. sie haben einen spezifischen Widerstand von der Großenordnung 10^{11} bis 10^{16} Ω/ccm. Eine weitere Gruppe besitzt einen etwas geringeren Widerstand, den man zwischen 10^{3} und 10^{10} Ω/ccm annehmen kann. Hierher gehoren besonders einige eisenreiche oder manganreiche Silikate und Oxyde. Die wirklich guten Leiter unter den Mineralien mit spezifischen Widerstanden von 0,000001 bis etwa 100 Ω/ccm sind sehr rasch aufgezählt. Es sind das von den Elementen ein Metalloid, namlich der Graphit und samtliche Metalle, die als naturliche Mineralien vorkommen; ferner sämtliche Metallsulfide (Sulfobasen) mit Ausnahme der regularen Reihe (z. B. Zinkblende) und des Zinnober. Von den Oxyden ist nur der Magnetit als ein ausgesprochen guter Leiter zu betrachten. Die ubrigen wie z. B. Zinnstein, Polianit (Pyrolusit), Eisenglanz, Ilmenit, Franklinit und Chromit zeigen ein wechselndes Verhalten und sind meist eher zu der zweiten Gruppe der Mineralien (spezifische Widerstande zwischen 10^{3} und 10^{10} Ω/ccm) zu rechnen als zu den eigentlichen Leitern. Dasselbe gilt von manchen Sulfosalzen[2]), bei denen gelegentlich, wie z. B. besonders beim Polybasit und manchen Fahlerzen, eine bessere Leitfahigkeit gefunden wurde und schließlich auch von manchen Oxydsalzen und Hydraten, bei denen z. B. unter den Silikaten beim Epidot, unter den Hydraten bei Psilomelan bisweilen relativ geringe spezifische Widerstände festgestellt wurden. Auch anthrazitische Kohlen haben eine bessere Leitfahigkeit als die Mehrzahl der schlecht leitenden Mineralien.

Nur wenige von den guten Leitern kommen in der Natur häufiger in solchen Mengen vor, daß sie den spezifischen Widerstand eines ganzen

---

[1]) F. Beijerinck, Neues Jahrb. f. Min., Geol. und Pal. 1897, XI. Beilage-Bd. S. 403ff. Hier ältere Literatur! J. Koenigsberger u. O. Reichenheim, Neues Jahrb. f. Min., Geol. und Pal. 1906, Bd. II, S. 20ff.; H. Lowy, Centralbl. f. Min., Geol. u. Pal. 1911, S. 573ff; Ann d. Phys. **36**, 125ff. 1911.

[2]) Kupferkies und Buntkupfer (Bornit) sind hier zu den Sulfobasen gerechnet. Sie sind immer gute Leiter.

geologischen Korpers maßgebend beeinflussen konnten. Solche Mineralien sind der Graphit, der Schwefelkies (sowohl in der Modifikation des Pyrits als auch in der des Markasits), Magnetit, Magnetkies, Kupferkies, Bleiglanz, Buntkupfer, Arsenkies, Molybdanglanz und gelegentlich einmal ein gut leitendes Fahlerz, ein gut leitender Eisenglanz und Pyrolusit usw. Alle anderen gut leitenden Mineralien sind nur selten auf Lagerstatten nicht nur in wirklich bedeutenden Mengen, sondern auch in genugend großer Konzentration vorhanden, als daß sie für die elektrische Leitfahigkeit eines großeren geologischen Korpers von ausschlaggebender Bedeutung wären.

Den Einfluß des Gehaltes an gut leitenden Mineralien auf die Leitfahigkeit der Gesteine zeigen die Tabellen 12 und 13.

Zunachst sind die an Proben fester Gesteine gemessenen Widerstande mitgeteilt. Sie durften in der Natur i. a. von der Großenordnung der bei angefeuchteten festen Gesteinen gefundenen Werte sein, also zwischen 10^4 und 10^7 Ω/ccm liegen. Die dann folgende Tabelle gibt Werte, die bei Gesteinen und Erzen gefunden wurden, die einen bemerkenswerten Gehalt an gutleitenden Mineralien besitzen. Man sieht, daß Erze mit einem Gehalt von nur mehr als 5 % gut leitender Mineralien einen spezifischen Widerstand haben, der unter diesen Durchschnittswerten liegt, aber erst bei Erzen uber 20 % gut leitender Mineralien ist das die Regel. Aber auch hier scheinen noch Ausnahmen vorzukommen, indem gelegentlich auch einmal so hochprozentige Erze ohne eine entsprechende Leitfahigkeit beobachtet wurden.

Von besonderer Bedeutung sind hier die naturlichen Struktur- oder besser Texturverhaltnisse. Selbst bei geringen Gehalten an gut leitenden Mineralien sind Tonschiefer und verwandte Gesteine gute Leiter. G r a p h i t s c h i e f e r und mit P y r i t oder M a g n e t k i e s imprägnierte T o n s c h i e f e r sind der Schrecken der elektrischen Prospektion, da sie haufig kompakte Erze vortauschen. Diese Eigenschaft ist so zu erklären, daß bei diesen Gesteinen die einzelnen gut leitenden Mineralpartikelchen in ganz dunnen Lagen auftreten und so in guter leitender Verbindung miteinander stehen.

Anders ist es bei Ausscheidungen solcher Mineralien auf Gangen oder in Eruptivgesteinen. Hier sind die einzelnen Mineralkörner häufig von erheblicher Große, stehen aber nur bei reichen Vorkommen auf großere Entfernungen miteinander in leitender Verbindung. Hier ist also eine relativ große Konzentration nötig, um ein entsprechendes Leitergebilde in der Natur zu schaffen.

Tabelle 12

Spezifischer Widerstand von Gesteinsproben (Laboratoriumsversuche).

Gestein	Anzahl der Proben	Spezifischer Widerstand in Ω/ccm				Autor
		trocken		angefeuchtet		
		Mittelwert	Grenzwerte	Mittelwert	Grenzwerte	
Diabas	1	$3 \cdot 10^{5}$	—	$2\ 10^{4}$	—	K. SUNDBERG[1]), H. LUNDBERG und J. EKLUND
Leptit	3	$> 5\ 10^{6}$	$> 5\ 10^{6}$	$6{,}6\ 10^{5}$	$3\ 10^{5} - 1\ 10^{6}$	
Dolomit	2	$> 5\ 10^{6}$	$> 5\ 10^{6}$	$4{,}6\ 10^{5}$	$3{,}7\ 10^{5} - 5{,}5\ 10^{5}$	
Granit	4	$1{,}1\ 10^{7}$	$8\ 10^{6} - 1{,}7\ 10^{7}$	$3{,}6\ 10^{4}$	$7\ 10^{3} - 7\ 10^{5}$	zusammengestellt nach D. MURASHOV[2]), E. BERENGARTEN, A. ETCHEISTOVA und L. KUDIAKOVA
Porphyr	4	$7\ 10^{8}$	$1\ 10^{8} - 16\ 10^{8}$	$5{,}5\ 10^{7}$	$2\ 10^{5} - 2\ 10^{8}$	
Porphyrit.	8	$7{,}6\ 10^{7}$	$2{,}8\ 10^{6} - 3{,}2\ 10^{8}$	$3{,}8\ 10^{6}$	$2{,}2\ 10^{4} - 3\ 10^{7}$	
Sandstein.	8	$7{,}7\ 10^{7}$	$5\ 10^{6} - 2\ 10^{8}$	$6{,}5\ 10^{5}$	$3{,}5\ 10^{4} - 3{,}5\ 10^{6}$	
Tonschiefer	2	$1{,}4\ 10^{8}$	$1\ 10^{8} - 1{,}7\ 10^{8}$	$9\ 10^{5}$	$1\ 10^{5} - 1{,}7\ 10^{5}$	
Kalkstein	5	$1{,}3\ 10^{10}$	$8\ 10^{7} - 3{,}5\ 10^{10}$	$4{,}2\ 10^{7}$	$1{,}4\ 10^{6} - 1\ 10^{8}$	
Hornfels	6	$3{,}9\ 10^{10}$	$4\ 10^{7} - 2\ 10^{11}$	$1{,}1\ 10^{6}$	$2{,}6\ 10^{5} - 6\ 10^{7}$	
Chlorit- und Serizitschiefer.	6	$3\ 10^{9}$	$9{,}7\ 10^{8} - 1{,}2 \cdot 10^{10}$	$9{,}8\ 10^{6}$	$5\ 10^{5} - 2{,}8\ 10^{7}$	

[1]) K. SUNDBERG, H. LUNDBERG und J EKLUND, Sver. Geol. Unders. Årsbok 17 (1923) Ser C Nr 327, Stockholm 1925.

[2]) D. MURASHOV, E. BERENGARTEN, A. ETCHEISTOVA u. L. KHUDIAKOVA, Com. Géol Matériaux Livr. 76. Ser de la geophysique appliqué, Nr. 1. Leningrad 1928

Tabelle 13

Spezifischer Widerstand von Erzen.

Art der Proben	Anzahl	Mittl. spez. Widerstand in Ω/ccm	Niedrigster Wert in Ω/ccm	Höchster Wert in Ω/ccm	Bemerkungen
a) Nach Angaben von MURASHOV, BERENGARTEN, ETCHEISTOVA und KHUDIAKOVA[1]).					
Sulfiderze mit > 50 % gutleitender Erze	18	128	6	700	ein 90 % Magnetkies-Pyriterz, angeblich sogar 10000 Ω/ccm
Sulfiderze mit 20—50 % gutleitender Erze	26	3425	1	20000	ein 40 % Bleierz, angeblich sogar $7 \cdot 10^9$?
Sulfiderze mit 5—20 % gutleitender Erze	14	85520	8	520000	ein Quarzgestein mit 10 % Pyrit sogar $4,7 \cdot 10^7$
Gesteine mit < 5 % gutleitender Erze	11	$3000 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^5$	$190000 \cdot 10^5$	
b) Nach Angaben von K. SUNDBERG, H. LUNDBERG und J. EKLUND[2]).					
Pyriterze	8	1613	0,1	10500	
Bleizinkerz	1	—	0,1 parallel zum Salband	36000 senkrecht zum Salband	
Polybasiterz	1	—	0,1 parallel zum Salband	400 senkrecht zum Salband	
Graphitschiefer	3	120	0,5	350	
Schiefer mit Magnetkies	2	30	6	53	
Kalk mit Kupferkies	1	$16 \cdot 10^6$	—	—	
Serizitschiefer mit Pyrit	1	$3,5 \cdot 10^6$	—	—	

[1]) D. MURASHOV, E. BERENGARTEN, A. ETCHEISTOVA u. L. KHUDIAKOVA, Com. Géol. Matériaux Livr. 76. Ser. de l géophysique appliqué, Nr. 1. Leningrad 1928.

[2]) K. SUNDBERG, H. LUNDBERG und J. EKLUND, Sver. Geol. Unders. Årsbok 17 (1923) Ser. C. Nr. 327, Stockholm 1925.

b) Der spezifische Widerstand von natürlichen Flüssigkeiten.

Der spezifische Widerstand von Lösungen, wie sie in natürlichen Gesteinen vorkommen, ist sehr wechselnd. Nach Hlauschek[1]) liegt der spezifische Widerstand normaler Grundwässer zwischen 3 und 15 KΩ — destilliertes Wasser hat bis 26000 KΩ —. Salzhaltige Tiefenwässer (in ariden Gebieten auch Oberflächenwasser) haben 0,005 bis 0,1 KΩ Widerstand pro Kubikzentimeter. Die Abhängigkeit des Widerstandes wässeriger Lösungen vom NaCl-Gehalt, dem häufigsten natürlichen Salz, bringt die folgende kleine Tabelle

Abhängigkeit des spez. Widerstandes einer Lösung vom NaCl-Gehalt.

Spez. Widerstand in Ω pro ccm	NaCl-Gehalt in %
57	1
14,9	5
8,25	10
6,08	15
5,11	20
4,68	25
4,65	26

Während also Salzwasser die Leitfähigkeit eines Gesteins ganz erheblich verbessern, setzen Erdöle die Leitfähigkeit entsprechend herunter. J. Koenigsberger[2]) gibt für Erdöle Widerstände von 10^{11} bis 10^{18} Ω/ccm an.

Den Einfluß des Flüssigkeitsgehaltes bzw. des Porenvolumens auf den spezifischen Widerstand natürlicher Gesteine hat Hlauschek[3]) näher untersucht. Er kommt zu der in der folgenden kleinen Tabelle mitgeteilten Gesetzmäßigkeit, wonach der spezifische Widerstand eines naturfeuchten Gesteins in einer bestimmten Abhängigkeit vom Porenvolumen und der Leitfähigkeit der in den Poren enthaltenen Flüssigkeiten steht.

Hierbei ist allerdings ein Faktor nicht berücksichtigt, das ist die fast nie ganz vollständige Erfüllung der Poren mit Flüssigkeiten: An der Ausfüllung der Gesteinsporen sind immer auch Gase in wechselndem Ausmaße beteiligt. In dem Abschnitt über die Gesteinsdichte wurde

---

[1]) H. Hlauschek, ZS. f. prakt. Geol. H. 2 1927.
[2]) J. Koenigsberger, Petroleum 22, 35. 1926.
[3]) A. a. O.

Abhängigkeit des Verhältnisses $\sigma_x : \sigma$ vom Porenvolumen (σ_x = Spezifischer Widerstand des naturfeuchten Gesteines, σ = spezifischer Widerstand der darin enthaltenen Flüssigkeit).

Porenvolumen in Volumen-%	$\frac{\sigma_x}{\sigma}$
2	150
5	60
10	30
20	15
26	6
40	4
47,6	2,6

bereits darauf hingewiesen, daß im Durchschnitt nur etwa die Hälfte des Porenvolumens von Flüssigkeiten eingenommen wird. Die Hlauschekschen Angaben dürften nur für mehr oder weniger mit Flüssigkeiten gesättigte Gesteine gelten. Wo die Porenfüllung eine unvollkommene ist, wie das besonders bei grobporigen Gesteinen der Fall sein kann, sind die Widerstände höher und können dort, wo nur eine sehr geringe Wasserfüllung vorliegt, extrem hohe Werte erreichen, die dann über den für kompakte porenarme Gesteine gemessenen liegen können.

Die nun folgende letzte Tabelle gibt eine Anzahl von Widerstandswerten wider, die an natürlichen Gesteinen ermittelt worden sind. Über die dabei verwendeten Meßmethoden lese man den Abschnitt von W. Heine nach. Um eine richtige Wertung des mitgeteilten Zahlenmateriales zu ermöglichen, ist zu bemerken, daß die nach W. Rooney[1]) unter 1 gemachten Zahlenangaben sich auf alte Eruptivströme und Lager beziehen, die ein außerordentlich variables Porenvolumen besitzen. Bei einheitlicher struierten Gesteinen hat man auch sehr viel einheitlichere Widerstandswerte zu erwarten.

Nach diesen Messungen liegen in unserem Klima die Widerstände naturfeuchter fester Gesteine bei 10^5 bis 10^6 Ω/ccm und mehr, diejenigen poröser Gesteine bei 10^3 bis 10^4 Ω/ccm (ausgenommen sind großporige trockene Gesteine siehe oben). Noch geringere Widerstände kommen dort vor, wo entweder nahe der Oberfläche (aride Gegenden) oder gelegentlich in größeren Tiefen (Tiefenwasser Hlauscheks) Wasser mit mehr oder weniger hohem Salzgehalt vorhanden sind. Der spezifische Widerstand mit solchen Wässern getränkter Gesteine kann bis auf 10^2 Ω/ccm und noch weniger herunter

[1]) W. J. Rooney. Terr. Magn. 32, 98ff. 1927.

Tabelle 14.

Elektrische Leitfähigkeit (spezifischer Widerstand) natürlicher Gesteinsvorkommen.

Gestein	Untersuchungs gebiet	Anzahl der Messungen	Spezifischer Widerstand in Ω/ccm			Bemerkungen	Autor
			Mittelwert	Niedrigster Wert	Höchster Wert		
1. Eruptiva und kristallene Schiefer.							
Granit	Washington	—	> 500000	—	—		W. J. ROONEY[1])
Trapp	Michigan	12	236000	185000	390000	verschiedene Vorkommen desselben Gesteins	„
desgl. im Streichen	„	8	214000	185000	250000		„
desgl. senkr. z. Streichen	„	2	279000	—	—		„
Grünstein	„	8	113000	85000	133000		„
Grünstein	„	9	159000	125000	210000		„
Grünstein	„	2	310000	306000	314000		„
Trapp	„	4	141400	109300	174000		„
Trapp	„	11	89000	43700	148000		„
Mandelstein	„	4	90900	59000	128300		„
Mandelstein	„	4	45300	39200	50600		„
Mandelstein	„	4	16100	11900	19830	salziges Grundwasser!!	„
Trapp	„	2	27200	21050	33300		„
Schaumig-poröse Partien eines Trappstrom.	„	5	22500	18350	25700		„
desgl. m. festen Lagen	„	5	55500	43100	49450		„
Granitporphyr	Neu-Mexiko	—	ca 1000000	—	—		K. SUNDBERG[2])
Präkambr. krist. Gesteine	Norden d. U.S.A	—	300000—400000	—	—		IRVING, CROSBY und LEONARDON[3])
Kristall. Grundgebirge	Schweden	—	300000—600000	—	—		
Quarzporphyr	Schwarzwald	—	40000	—	—	in feuchter Grube	J. KOENIGSBERGER[4])

2. Feste sedimentare Gesteine.

„Great"-Konglomerat .	Michigan	7	109200	103400	117000	W. J. Rooney[1])
„Western"-Sandstein .	„	10	25650	17900 (tiefere Lagen)	41400 (hohere Lagen)	„
		14	9830	8830	11780	„
„Eastern"-Sandstein .	„	13	4300	3500	7750 (großere (Tiefe)	„
„Nonesuch"-Tonschiefer	„	9	15700	12300	18100	„
Kalk	Spanien	—	12000	—	—	„
Dichter Jurakalk . . .	Schweiz	—	250000—350000	—	—	J. Koenigsberger[4])
Mergeliger Jurakalk . .	„	—	140000	—	—	„
Eisensandstein . . .	„	—	400000	—	—	„
Kohlensandstein . .	Niederschlesien	—	25000—51000	—	—	„
Schieferton	„	—	77000	—	—	„
Flammkohle	„	—	15000—60000	—	—	„
Steinsalz, rein	Niederrhein	—	10^{6}—10^{7}	—	—	„
Steinsalz, unrein . . .	„	—	3 10^{3}—5 10^{5}	—	—	„

3. Lockere sedimentare Gesteine

Humusboden	Schweiz	2	11000	4000	18000	„
Glazialablagerungen . .	Norden d. U S A.	—	18000—50000	—	—	Irving, Crosby und Leonardon[3])
Tonige Boden	„	—	10000—40000	—	—	„
Sandige Boden . . .	„	—	110000—180000	—	—	„
Trockener Sand . .	Westaustralien	—	—	2,5 10^{5}	4 10^{6}	W. J. Rooney[1])
Feuchter Sand . . .	„	—	—	1 10^{5}	1 10^{6}	„
Ton, reich an Mg/Salzen	„	—	—	100	250	„
Feuchter Lehm	Spanien	—	—	500	5000	„
Schotter	„	—	—	75000	500000	„
Glazialablagerungen . .	Norden d. U.S.A.	—	—	825	396000	„

[1]) W. J Rooney, Terr. Magn. **32**, 98ff 1927 [2]) K Sundberg and A Nordstrom, Techn. Publ Nr 122 1928
[3]) Irving, Crosby and Leonardon, Techn Publ Nr 131 1928. [4]) J Koenigsberger, Techn. Publ. Nr 129 1928

gehen. Diese Leitergebilde konnen dann viel bessere Leiter sein als die konzentriertesten Erzlagerstatten.

Auf die isolierenden Eigenschaften der naturlichen Erdöle wurde schon hingewiesen Ölerfüllte Gesteine besitzen danach durchweg sehr hohe Widerstande, die man nach Versuchen von J. Koenigsberger[1]) auf 10^7 bis 10^9 Ω/ccm schatzen kann.

Die in einem besonderen Paragraphen bereits behandelte Anisotropie der Gesteinskorper macht sich in der Praxis der elektrischen Aufschließungsmethoden ganz besonders bemerkbar. Bei geschieferten und z. T. auch bei geschichteten Gesteinen fand man sehr große Unterschiede in der elektrischen Leitfahigkeit parallel und senkrecht zur Schieferungs- bzw Schichtungsebene. J. Koenigsberger[2]) gibt fur einen Portlandschiefer parallel zur Schieferung $52 \cdot 10^4$ Ω/ccm senkrecht zur Schieferung $12 \cdot 10^6$ Ω/ccm an und A. Ebert[3]) fand fur einen normalen palaozoischen Tonschiefer parallel zur Schieferung $2 \cdot 10^5$ Ω/ccm und senkrecht zur Schieferung $1{,}5 \cdot 10^6$ Ω/ccm. Ähnliche Struktureinwirkungen zeigen die fur Erze mitgeteilten Werte parallel und senkrecht zum Salband.

§ 10. Sonstige physikalische Eigenschaften geologischer Körper.

a) Die Dielektrizitätskonstante geologischer Körper.

Sichere Beobachtungen uber die Dielektrizitatskonstante geologischer Körper sind nicht bekannt. Es liegen lediglich Messungen an Mineralien und getrockneten Gesteinsproben vor.

Bei der Mehrzahl der gesteinsbildenden Mineralien liegt die Dielektrizitätskonstante zwischen 4 und 10. Bei trockenen Gesteinen nach den Messungen von Lowy[4]) zwischen 7 und 17. Ein systematischer Unterschied in der Dielektrizitatskonstante zwischen bestimmten geologisch näher definierbaren Gesteinen ist aus diesen Untersuchungen nicht zu erkennen.

Auffällig sind die besonders geringen Werte der Dielektrizitatskonstante bei naturlichen Kohlenwasserstoffen (Erdöl usw.), die zwischen 2 und 3 liegen, und bei Salzmineralien, die sich zwischen 4 und 6 halten. Ob die Gesteinskörper, die diese Stoffe in größeren Mengen enthalten, nun auch eine entsprechende von ihrer Umgebung abweichende Dielektrizitätskonstante besitzen, ist mit Sicherheit nicht nachgewiesen.

Die große Mehrheit natürlicher Gesteinsvorkommen sind uberhaupt keine Dielektrika, sondern sind wegen ihres mehr oder

---

1) J. Koenigsberger a. a. O. 1926.

2) J. Koenigsberger a. a. O. 1928.

3) A. Ebert, Geol. Rundschau 18, 398—401. 1927.

4) H. Loewy, Ann. d. Phys., 4. 36, 125—133. 1911.

weniger großen Gehaltes an leitenden Lösungen Leiter der Elektrizität. Gesteinspartien, die als Dielektrika gelten können, hat man in ariden Gegenden an der Erdoberfläche, in Gegenden mit feuchtem Klima gelegentlich in besonders trockenen Bergwerken (z. B. in Salzbergwerken) gefunden. Hier liegt die Möglichkeit vor, diese als Dielektrika aufzufassenden Teile von Gesteinskörpern gegen solche Teile, die Leiter der Elektrizität sind, geophysikalisch abzugrenzen. Ob diese physikalischen Grenzen in jedem Falle sich mit geologisch oder bergwirtschaftlich wichtigen Gesteinsgrenzen decken, ist keineswegs sicher.

Ein weiteres natürliches Dielektrikum ist nach den Untersuchungen von W. STERN[1]) Gletschereis, für das allerdings ebensowenig wie für andere natürliche Gesteinsvorkommen ein bestimmter Zahlenwert angegeben werden konnte. Laboratoriumsuntersuchungen ergaben für Eis Werte für die Dielektrizitätskonstante, die zwischen 1,8 und 3,2 liegen.

b) Die Radioaktivität geologischer Körper.

Die an geologischen Körpern gemessene Radioaktivität ist einmal von dem Gehalt der Gesteine an radioaktiven Mineralien abhängig, dann aber auch von evtl. Anreicherungen radioaktiver Zerfallsprodukte (Emanation) in den Gesteinsporen oder sonstigen Hohlräumen des Gesteins. Wir haben also bei geologischen Körpern sowohl dann erhöhte Radioaktivität zu erwarten, wenn diese Gesteine einen hohen Gehalt an radioaktiven Mineralien besitzen, als auch dann, wenn sich aus irgendwelchen Gründen die Emanation in den Gesteinshohlräumen angereichert hat.

Soweit die Radioaktivität eines Gesteinskörpers primär durch den Gehalt an radioaktiven Mineralien bestimmt wird, ist eine Trennung verschiedener geologischer Körper auf Grund dieser physikalischen Eigenschaften wohl nur sehr selten möglich. Auf Grund eines außerordentlich umfangreichen Untersuchungsmaterials hat man allerdings systematische Unterschiede im RaTh- und KO-Gehalt der verschiedenen Gesteinsgruppen nachweisen können, die man nach G. KIRSCH[2]) in folgenden Zahlen ganz konzentriert zusammenfassen kann:

	$Ra \cdot 10^{12}$	$Th \cdot 10^5$	K_2O %	SiO_2
Saure Eruptivgesteine	3,01	2,05	4,2	74
Mittlere Eruptivgesteine	2,57	1,64	3,8	60
Basische Eruptivgesteine	1,28	0,56	1,4	48
Sedimente	1,4	1,16	—	—

[1]) W. STERN, Gerlands Beitr. zur Geophysik **23**, 292—333. 1929. H. 3.

[2]) G. KIRSCH, Geologie und Radioaktivität. Wien und Berlin 1928.

Es ist aber zu bedenken, daß die bei Einzeluntersuchungen an gleichartigen Gesteinen gefundenen Werte in außerordentlich weitem Umfange variieren, so daß es unmöglich erscheint, einer bestimmten Gesteinsart einen bestimmten Radioaktivitätswert zuzuordnen.

Dagegen liegt die Radioaktivität solcher Gesteinspartien, die auf Grund ihres hohen Gehaltes an radioaktiven Mineralien als Radium- oder Thoriumerze wirtschaftliche Bedeutung haben, wesentlich über diesen normalen Radioaktivitätswerten. Radiumerze haben z. B. bei einem Gehalt der Radiummineralien Pechblende von ca. $2{,}3 \cdot 10^{-7}$ Ra und Carnotit von ca. $1{,}5 \cdot 10^{-7}$ Ra einen Ra-Gehalt, der um mindestens $1 \cdot 10^{-8}$ Ra liegt. Nur in Ausnahmefällen sind auch schon Lagerstätten mit noch geringerem Ra-Gehalt gebaut worden. Hier liegt in jedem Falle ein beträchtlicher systematischer Unterschied in der Radioaktivität gegenüber dem Nebengestein vor, der geophysikalisch verwertbar erscheint.

Sekundäre verstärkte Radioaktivität finden wir da, wo sich in den Hohlräumen der Gesteine Emanation sammeln konnte. Solche sekundäre Emanationsanreicherung wurde verschiedentlich über Verwerfungen und Gesteinsklüften[1]) nachgewiesen. Weiter wurde ein Radioaktivitätsanstieg in der Nähe von Erdöllagerstätten[2]) gefunden, der wohl damit zusammenhängt, daß die Löslichkeit der Emanation in Erdöl größer ist als in Luft oder Wasser. Mit einem besonderen hohen Absorptionsvermögen für Emanation sind wahrscheinlich die hohen von WEISSENBERGER[3]) in Quellsedimenten (20 bis 45mal mehr als normal) und von JOLY[4]) im Radiolarienschlamm (bis 20mal mehr als normal) nachgewiesenen hohen Radioaktivitäten zu erklären. Besondere Bedeutung für die Erforschung geologischer Körper haben diese sekundären Radioaktivitätsanreicherungen wohl nur selten.

c) Die Wärmeleitfähigkeit geologischer Körper.

Unsere Kenntnisse von der Wärmeleitfähigkeit geologischer Körper sind noch sehr unvollkommen. Es liegen wohl ausführlichere Untersuchungen über die Wärmeleitfähigkeit von Mineralien und Gesteinsproben vor, aber eine Nachprüfung an großen Gesteinsmassen ist schon aus technischen Gründen kaum möglich. Die in der Natur beobachteten Unregelmäßigkeiten in der Temperaturverteilung

---

[1]) U. a. FERD. MÜLLER, ZS. f. Geophysik. **3**, 330—336. 1927.
[2]) R. AMBRONN, Jahrb. d. Halleschen Verbandes **3**, 45. 1929.
[3]) G. WEISSENBERGER, Centralbl. f. Min. Geol. usw. S. 481—490. 1914.
[4]) J. JOLY, Phil. Mag. (6) **16**, 190. 1908.

geologischer Korper[1]) sind wohl in den meisten Fallen auch nicht durch Verschiedenheiten in der Warmeleitfahigkeit hervorgerufen, sondern vielmehr durch Unregelmaßigkeiten in der Warmezufuhr Abnorme Temperaturgradienten werden auf der einen Seite von Warmequellen bedingt, wie sie z B in vulkanischen Gebieten, die aus dem Erdinneren heraufdringenden Gesteinsschmelzen darstellen oder wie sie durch chemische Umsetzungen (z. B durch Oxydation verschiedener Mineralien) in Gesteinen entstehen konnen Auf der anderen Seite wirken die Eismassen an den Polen oder in den Hochgebirgen und die kalten Tiefenwasser der großen Seen und der Meere temperaturerniedrigend

Alle diese Faktoren wirken so stark auf die Warmeverteilung in den naturlichen Gesteinsvorkommen, daß der Einfluß der Warmeleitfahigkeit der verschiedenen Gesteine kaum feststellbar ist

Auch die Warmeleitfahigkeit geologischer Korper ist eine zusammengesetzte Große Sie ist neben der Mineralzusammensetzung der Gesteine hauptsachlich von der Große des Porenvolumens und sonstiger Hohlraume der Gesteine und deren Ausfullung mit Gasen oder Flussigkeiten abhangig Die Gesteinsporen konnen mit Luft erfullt sein, die die Warme etwa 100mal schlechter leitet als der Durchschnitt der festen Gesteine, sie konnen aber auch mit Wasser erfullt sein, dessen Warmeleitfahigkeit von der Großenordnung der Gesteine ist, die durch die in Flussigkeiten auftretenden Warmeausgleichsstromungen noch wesentlich gesteigert wird

Die an lufttrockenen porosen Gesteinen gemessenen Werte haben somit nur einen sehr bedingten Wert und sind wohl gegenuber den in der Natur bei Gesteinen tatsachlich auftretenden Warmeleitfahigkeiten meist zu niedrig ausgefallen Weiter macht J. KOENIGSBERGER[2]) darauf aufmerksam, daß wegen der Schwierigkeit absoluter Messungen ein Vergleich der Messungsergebnisse verschiedener Autoren kaum moglich ist. Trotzdem sollen im folgenden einige Zahlen mitgeteilt werden

Zunachst einige Angaben uber die Warmeleitfahigkeit von Mineralien. Bei Quarz, Kalkspat, Steinsalz, Graphit und Magnetit wurde eine Warmeleitfähigkeit in der Größenordnung von 0,01 bis 0,03 $\frac{\text{cal}}{\text{cm/sec}}$ Grad gefunden, beim Feldspat um 0,006, beim Glimmer um 0,0009, bei

[1]) J. KOENIGSBERGER, C. R. de la X. session de congrès gèol. internat II Bd., Mexico 1906, S 1127—1154; Centralbl. f. Min Geol. usw. S. 200 bis 203. 1907,

[2]) A a. O. 1907.

Eis zwischen 0,002 und 0,006, bei Kohle sogar nur 0,0003 bis 0,0004 $\frac{\text{cal}}{\text{cm/sec}}$ Grad.

Die an verschiedenen Gesteinsproben gemessenen Warmeleitfahigkeiten bewegen sich nach Stadler[1]) zwischen 0,001 und 0,003. Friedlander[2]) fand fur Vesuvlaven Werte, zwischen 0,0027 und 0,0046. Die hochsten Werte werden bei diesen Versuchen im allgemeinen fur porenarme Gesteine erhalten, fur poröse Gesteine entsprechend niedrigere Höhere Werte ergeben sich auch bei diesen, wenn sie angefeuchtet werden. So stellten Herschel und Lebour beispielsweise fur einen trockenen Quarzsand eine Wärmeleitfahigkeit von 0,001 fest, derselbe Sand ergab angefeuchtet 0,0082 $\frac{\text{cal}}{\text{cm/sec}}$ Grad. Von dieser Großenordnung durfte die Wärmeleitfahigkeit vieler geologischer Körper sein.

---

[1]) Stadler, Diss. Bern 1889

[2]) J. Friedlander, Gerlands Beitr. **11**, 85—94. 1912. Kl Mitt.

Gravimetrische Methoden der angewandten Geophysik

Von

KARL JUNG, Potsdam.

Gravimetrische Methoden der angewandten Geophysik

Einleitung.

a) Die Bedeutung geophysikalischer, insbesondere gravimetrischer Methoden für Geologie und bergbauliche Praxis.

Die fur den Bergbau und andere Wirtschaftszweige wichtige Kenntnis von der Zusammensetzung der Erdrinde beruht zum großen Teil auf direkten Beobachtungen des Geologen, die nur an verhaltnismaßig wenigen, besonders wichtigen Stellen durch Bohrungen und Bau von Schachten und Stollen nach der Tiefe hin erganzt werden Im Prinzip ist es moglich, auf diesem Wege bis zu den durch Bohrungen erreichbaren Tiefen jede gewunschte Kenntnis durch direkte Anschauung zu erlangen, ein Weg, der jedoch wegen der hohen Kosten in der Praxis meist unausfuhrbar bleibt

Hier dienen zur Erganzung geophysikalische Messungen Inhomogenitaten in der Erdkruste konnen kunstliche Kraftfelder in meßbarer Weise beeinflussen Hierauf beruhen die seismischen und elektrischen Methoden Die Inhomogenitaten konnen aber auch selbst Ursachen meßbarer Kraftfelder sein, z. B erzeugen sie magnetische Felder und Gravitationsfelder. Je nach Art der Inhomogenitat ist die Wirkung verschieden: eine magnetisch wirkende Inhomogenitat braucht nicht gleichzeitig die Schwerkraft zu beeinflussen oder auf seismischem Wege auffindbar zu sein Meistens allerdings wirkt eine Inhomogenitat auf mehrfache Weise.

Mit verschiedenen geophysikalischen Methoden sucht man Inhomogenitaten verschiedener Art. Durch die seismische Methode und die im Prinzip sehr ahnliche Echolotmethode erhält man Auskunft uber elastische Unterschiede verbunden mit Unterschieden der Dichte, die elektrischen Methoden sollen Unterschiede der elektrischen Leitfahigkeit feststellen, mit magnetischen Methoden sucht man Unterschiede der Magnetisierung, wahrend man mit gravimetrischen Methoden Dichteunterschiede nachweist.

Bei den gravimetrischen Methoden handelt es sich darum, Schwereunterschiede zu messen und aus den Abweichungen vom Normalwert, den Anomalien, Lage und Ausdehnung der Dichteunterschiede, der Storungsmassen, festzustellen. Die große Bedeutung einer solchen Methode fur die geologische und bergbauliche Praxis liegt auf der Hand. Die Theorie des Schwerepotentials weist nach, daß unendlich viele verschiedene Massenanordnungen im Erdinnern dieselbe Verteilung der Schwerkraft und des Schwerepotentials an der Erdoberflache hervorrufen können. In mathematischem Sinne ist daher das Problem nicht eindeutig, ja sogar unendlich vieldeutig. Erganzung durch andere Methoden und enges Zusammenarbeiten mit dem Geologen ist erforderlich. Wie Erfahrungen in der Praxis zeigen, ist es vielfach moglich, durch geeignete Auswahl der erganzenden Methoden unter Beachtung nur des geologisch Denkbaren zu hinreichend eindeutigen Ergebnissen zu gelangen. Geophysikalische Methoden konnen Bohrungen nicht vollständig ersetzen, ihre Anzahl aber auf ein Minimum herabdrucken, wodurch Zeit und Kosten gespart werden.

b) Anomalien des Gravitationsfeldes.

Dem allgemeinen Gravitationsgesetz entsprechend übt jedes Massenteilchen einen eindeutig bestimmten Einfluß auf das Gravitationsfeld aus. Den bei weitem großten Beitrag liefert die feste Erde. Dieser setzt sich zusammen aus

1. dem Normalwert,
2. den regionalen Anomalien,
3. den lokalen Anomalien.

Mit Normalwert wird die Wirkung der idealisierten Erde bezeichnet. Hierbei genügt es, die Erde als Rotationsellipsoid anzusehen, d. h. eine eventuelle Abhängigkeit der Schwere von der geographischen Lange außer acht zu lassen. Dichteinhomogenitaten im Erdinnern, die die Gestalt von Rotationsellipsoidschalen haben, sind nicht ausgeschlossen, die aus den Ergebnissen der Seismik abgeleitete Dreiteilung: Kruste, Zwischenschicht, Kern kann beibehalten werden. Die Wirkung dieser Inhomogenitaten ist im Normalwert enthalten. Vielfach ist es auch praktisch, die regionale Anomalie dem Normalwert zuzuzahlen, besonders bei Vermessung sehr kleiner Gebiete.

Regionale und lokale Anomalien werden von Dichteunterschieden in der Erdkruste hervorgerufen. Regionale Anomalien hängen mit der Lagerung der großen Erdschollen, z. B. mit den isostatischen Verhaltnissen zusammen. Sie haben für die Angewandte Geophysik geringe

Bedeutung. Zur Beantwortung von Fragen der Praxis sind die lokalen, selten mehr als einige Kilometer ausgedehnten Anomalien wichtig. Sie stehen mit der geologischen Struktur des Gelandes in engem Zusammenhang.

Wenn man den Normalwert von den Messungsergebnissen subtrahiert, erhalt man die Anomalien Der Normalwert der Schwereintensitat ist empirisch gefunden und in den bekannten Schwere formeln[1] wiedergegeben. Die Normalwerte der anderen das Gravitationsfeld betreffenden Großen werden aus Masse und Figur der Erde abgeleitet, die ihrerseits aus den Schwereformeln verbunden mit astronomischen und geodatischen Messungen abgeleitet worden sind.

Um den Rest von der regionalen Anomalie zu befreien, gibt es keine allgemeine Methode. Streng genommen ist die Kenntnis der Schwereverhaltnisse auf einem großeren Gebiet dazu notwendig. Haufig genugt es, einen geeigneten, aus den Messungen schon eines kleineren Gebietes erkennbaren Mittelwert abzuziehen. Hierbei spielt, wie oft in der Angewandten Geophysik, die Erfahrung eine große Rolle.

Regionale Anomalien konnen eine Ausdehnung von der Große eines Kontinents haben, ihre Wirkung auf die Schwereintensitat betragt bis zu einigen hundert Milligal (1 Milligal $= {}^1/_{1000}$ Gal $= 10^{-3}$ cm sec^{-2}). Die fur den Bergbau und die Angewandte Geophysik wichtigen Anomalien erreichen selten eine Ausdehnung von mehr als 10 bis 20 km, und Betrage von 10 bis 20 Milligal sind schon viel. So betragt, um besonders gunstige Falle zu nennen, die Wirkung des Salzhorstes Oldau-Hambuhren etwa 10 Milligal bei einer Ausdehnung von rund 5 km[2], das Nordlinger Ries hat ein Schweredefizit von etwa 15 Milligal bei einem Durchmesser von 25 km[3].

ERSTES KAPITEL.

Theorie der Drehwaage.

§ 1. Grundgedanke.

Ausgehend von einer Station, auf der absolute Messungen der Schwereintensitat mit hinreichender Genauigkeit ausgeführt sind, kann mit einem guten Pendelapparat für relative Schweremessungen bei sorgfältiger Beobachtung die Schwereintensitat auf einer Außenstation

[1] Siehe S. 148.

[2] A. BERROTH, ZS. f. Geophys. 3, 1—16. 1927.

[3] K. SCHUTTE, Das Ergebnis der Schweremessungen im Ries, Sitzber. d. Bay. Akad. Munchen 1927, S. 133—144; K. JUNG, Drehwaagemessungen im Ries bei Nordlingen, ZS. f. Geophys. 6, 1930 (im Druck).

mit einer Genauigkeit bis zu etwa 1 Milligal bestimmt werden. Da die Schwereintensitat im Mittel 981 Gal[1]), also rund 1000000 Milligal betragt, ist man demnach imstande, mit dem Pendel die zu messende Größe bis auf ungefahr ein Milliontel ihres Betrages zu bestimmen. Daß eine solche Messung nur unter erheblichem Zeitaufwand und nicht an jedem beliebigen Ort durchgefuhrt werden kann, liegt auf der Hand. Uber Einzelheiten der Pendelmessung gibt Kapitel 2 des Artikels „Figur, Schwere und Massenverteilung der Erde" in Bd. XXV, 2 dieses Handbuchs Auskunft.

Läßt schon die Schwierigkeit von Pendelmessungen eine ausschließliche Verwendung dieses auch in seiner besten Ausfuhrung noch recht umstandlich zu handhabenden Apparates fur Zwecke der Angewandten Geophysik nicht immer als wunschenswert erscheinen, so kommt hinzu, daß in den meisten Fallen selbst die außerste Genauigkeit sorgfaltiger Pendelmessungen nicht ausreicht. Wohl kann, wie die in Kap. 4, § 3 angefuhrten Beispiele zeigen, eine lokale Anomalie mit dem Pendel gefunden und ungefähr lokalisiert werden. Will man jedoch Einzelheiten uber Form und Ausdehnung der Storungsmassen erkennen, will man z. B. die genaue Lage einer Verwerfung, den Rand einer Stufe, die Tiefe, den Boschungswinkel usw. berechnen, so sind Einzelheiten der Schwereverteilung wichtig, die in den meisten Fallen bis auf weniger als 1 Milligal gemessen werden mussen. Hierzu ist man mit dem Pendel nicht mehr imstande.

Das Hauptinstrument der Angewandten Geophysik für gravimetrische Messungen ist die Eotvossche Drehwaage[2]), ein nach dem Prinzip der Coulombschen Drehwaage fur praktische Zwecke und Feldmessungen konstruiertes Instrument. Die Drehwaage erster Art (Fig. 1 a) unterscheidet sich nicht von der Coulombschen Waage An einem Torsionsdraht hangt ein Waagebalken, der an seinen beiden Enden je ein Gewicht tragt. Der Waagebalken ist in seiner Mitte aufgehängt, die Gewichte sind gleich, das Instrument ist also ausgewogen. Es kann Drehungen um die durch den Torsionsdraht gegebene Achse ausfuhren (daher die Bezeichnung „Drehwaage"), die auf übliche Weise mit Spiegel und Skala abgelesen oder auch photographisch registriert werden. Bei der Drehwaage zweiter Art, der eigentlichen Eotvosschen

---

[1]) 1 Gal = 1 cm sec^{-2}.

[2]) R. v. Eotvos, Ann. d. Phys. u. Chem. 59, 354ff., 1896; Verh. d. 15. allgem. Konf. d. Inter. Erdmessung 1906, Teil I, S. 337ff., Budapest (1908). Weitere zusammenfassende Literatur siehe am Schluß dieses Artikels.

Auch Torsionswaage, Schwerevariometer (engl. Torsionbalance, Gravityvariometer) genannt.

Drehwaage, ist eins der Gewichte nicht direkt am Waagebalken befestigt, sondern befindet sich in einem anderen Niveau (Fig. 1 b).

Der Schwerpunkt S der Drehwaage erster Art liegt ungefahr in der Mitte des horizontalen Balkens, ein wenig hoher, da der vertikale Ansatz mit dem Spiegel ihn nach oben verlagert. Der Schwerpunkt der Drehwaage zweiter Art liegt etwa um den halben Hohenunterschied zwischen dem oberen und unteren Gewicht tiefer.

Da die Drehwaage ausgewogen ist, kann die Schwerkraft als Ganzes nicht wirken, sie ist durch die Spannung des Torsionsdrahtes aufgehoben.

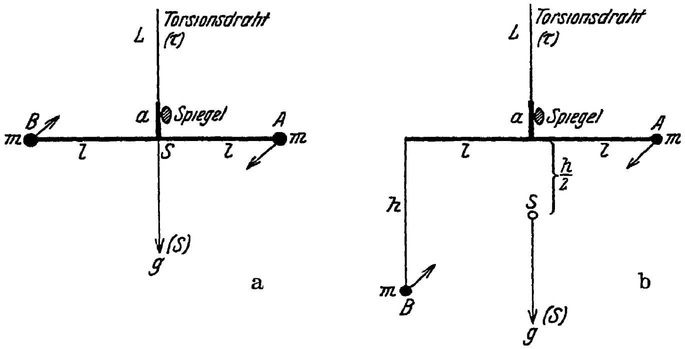


Fig 1 a) Eotvossche Drehwaage 1. Art, b) Eotvossche Drehwaage 2 Art. Die Pfeile in A und B deuten die wirksamen Krafte an

Wirksam ist der Unterschied zwischen den an den Massen in A und B angreifenden Beschleunigungen und der Schwere $g^{(S)}$ in S. Nimmt man an, daß sich die Schwerkraft innerhalb des Instruments gleichformig, d h. linear andert, so sind diese in A und B wirksamen Zusatzkrafte einander gleich und entgegengerichtet Sie haben sowohl vertikale, zu $g^{(S)}$ parallele Komponenten als auch horizontale, auf $g^{(S)}$ senkrechte Komponenten. Die vertikalen Komponenten verursachen eine Kippung des Waagebalkens. Da das Gehange beträchtlich oberhalb des Schwerpunkts aufgehangt ist, bleibt diese Kippung weit unter der Beobachtungsgrenze. Die horizontale Kraft kann man in Komponenten zerlegen, die eine Komponente in Richtung des Waagebalkens, die andere senkrecht dazu. Die erste dieser Komponenten wird von der Festigkeit des Waagebalkens aufgenommen, bei der Drehwaage zweiter Art bewirkt sie uberdies eine nicht meßbare Verschiebung des unteren Gewichts, wenn es nicht starr mit dem Waagebalken verbunden ist Ist es starr mit ihm verbunden, so tritt eine nicht meßbare Kippung auf. Es bleiben noch die in Fig. 1 a und b eingezeichneten horizontalen, zum Waagebalken senkrechten Krafte. Sie erzeugen ein Drehmoment, das bestrebt ist, den Waage-

balken um die durch den Torsionsdraht gegebene Achse so lange zu drehen, bis sie Null geworden sind, d. h , bis der Waagebalken die Richtung der unzerlegten horizontalen Kräfte angenommen hat. Die Drehwaage verhalt sich also ahnlich wie eine Magnetnadel. Eine bei der Drehwaage zweiter Art hervorgerufene Verschiebung des unteren Gewichts bzw. Kippung des Gehänges ist nicht meßbar.

Da die Torsion des Aufhangefadens der Drehung entgegen wirkt, wird die erstrebte Lage nicht erreicht. Ist das Instrument aufgestellt und wird es sich selbst überlassen, so tritt nach einigem Hin- und Herpendeln ein Gleichgewichts- und Ruhezustand ein, in dem das Drehmoment der horizontalen Krafte und das der Fadentorsion einander aufheben. In jeder Aufstellung des Instruments ist diese Gleichgewichtslage eine andere, bei hinreichend dunnem Torsionsdraht bildet der Waagebalken in der Ruhelage meßbar verschiedene Winkel mit dem Gehause, von dem das Instrument umgeben ist. Mit Spiegel und Skala oder photographischer Platte wird die Einstellung des Gehänges in der Ruhelage abgelesen bzw. registriert.

Fur die Messung von Schwereunterschieden hat die Drehwaage vor dem Pendel voraus, daß die Schwereänderungen ganz in die Messung eingehen und nicht nur einen geringen Bruchteil bilden. Daher ist die Messung mit einer zuverlassig arbeitenden Drehwaage bei weitem nicht so mühevoll und zeitraubend. Die Genauigkeit der Drehwaage ist fur die Anforderungen der Praxis ausreichend. Wenn die an den Massen wirksamen Beschleunigungen einen Unterschied von 10^{-9} cm sec^{-2} pro cm haben, so können sie mit guten Drehwaagen noch festgestellt werden. Dies entspricht einem Unterschied von $^1/_{10}$ Milligal pro km.

§ 2. Bezeichnungen.

Die Konstanten des Instruments sind:

m = Masse je eines der Gewichte (Fig. 1a, b).

l = halbe Lange des Waagebalkens (Fig. 1a, b).

h = Höhenunterschied zwischen oberem und unterem Gewicht (bei der Drehwaage erster Art = 0) (Fig. 1a, b).

K = Tragheitsmoment des Gehänges.

A = einfacher Lichtweg Spiegel-Skala bzw. Spiegel-Platte (Fig. 3).

p = Anzahl der Reflexionen am Gehangespiegel (Fig. 3).

τ = Torsionskonstante des Fadens, definiert durch. Drehmoment $= \tau \cdot$ Ausschlag.

Gemessen wird der Winkel ϑ, den das Gehange mit dem Gehäuse bildet (Fig. 2). Die kraftefreie Lage des Gehanges wird mit ϑ_0 bezeichnet. Da stets Krafte wirken, ist ϑ_0 eine Unbekannte. Abgelesen werden bei visueller Beobachtung die Skalenteile n; bei photographischer Registrierung bezeichnet n den Abstand des Lichtpunktes von einer festen Marke auf der Platte. n gehört zu ϑ, n_0 zu ϑ_0. Es ist (Fig. 3): $\frac{n - n_0}{2\,p\,A} = \vartheta - \vartheta_0$, wenn $\vartheta - \vartheta_0$ im Bogenmaß, $= \frac{1}{206000}\,(\vartheta - \vartheta_0)$, wenn $\vartheta - \vartheta_0$ in $''$ anzugeben.

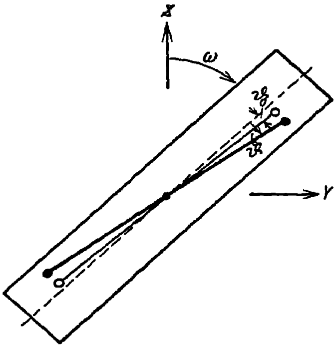


Fig 2

Das Koordinatensystem X, Y, Z wird folgendermaßen orientiert

Zentrum ist der Schwerpunkt S des Gehanges, der „Bezugspunkt" des Instruments. Er gilt bei allen Betrachtungen als Aufstellungsort.

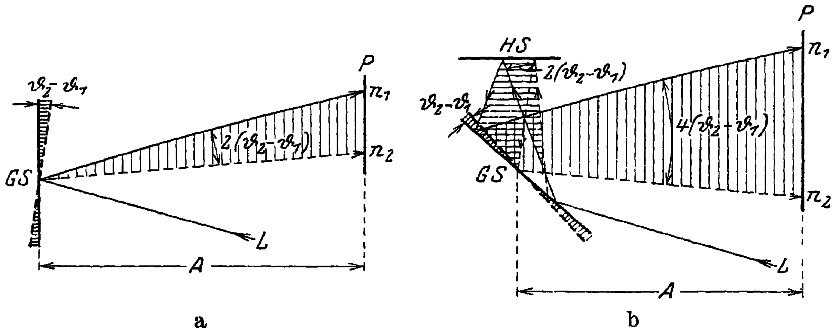


Fig. 3. Schema der photographischen Registrierung. a) Einmalige Reflexion am Gehangespiegel [p = 1], b) zweimalige Reflexion am Gehangespiegel [p = 2]. GS Gehangespiegel, HS fester Hilfsspiegel, P Platte (Skala), L Lampe (Fernrohr), A Abstand Spiegel-Platte (Skala)

Streng genommen ist dies nur zulassig, wenn sich die Schwerkraft im Innern des Instruments linear andert, eine Annahme, die wie ublich im folgenden stets gemacht werden soll und nach experimentellen Untersuchungen von K. MADER[1]) auch bei nahen, großen Massen statthaft ist.

---

[1]) K. MADER, Zur Verwendung der Drehwaage von EOTVOS bei nahen großen Massen, Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Wien, Math.-nat. Kl., Abt. IIa, **133**, 117—132. 1924.

Die X-Achse weist nach Norden,
die Y-Achse nach Osten,
die Z-Achse abwärts in Richtung von $g^{(S)}$.

Es ist sowohl ublich, die X-Achse nach der geographischen Nordrichtung, als auch, sie nach dem magnetischen Meridian zu orientieren Im letzten Fall sind die Normalwerte (s. u.) auf die magnetischen Richtungen zu transformieren. Die Orientierung des Koordinatensystems ist leider bei verschiedenen Autoren verschieden, daher weisen die Vorzeichen in einander entsprechenden Formeln bei verschiedenen Autoren Unterschiede auf; bei der Annahme fremder Formeln und Methoden ist deshalb Vorsicht und Kritik geboten.

Der Winkel, den das Drehwaagegehause mit der X-Richtung bildet, wird mit ω bezeichnet (Fig 2). ω, ϑ und ϑ_0 werden positiv von X uber Y nach $-$ X gezahlt, also positiv von N uber O nach S.

Folgende Großen charakterisieren das Schwerefeld·

$$W = \text{Schwerepotential}$$

$$\left.\begin{aligned} W_x &= \frac{\partial W}{\partial x} = g_{(x)} \\ W_y &= \frac{\partial W}{\partial y} = g_{(y)} \\ W_z &= \frac{\partial W}{\partial z} = g_{(z)} \end{aligned}\right\} \text{Schwerekomponenten}$$

$g = \sqrt{g^2_{(x)} + g^2_{(y)} + g^2_{(z)}}$ Schwereintensitat, vielfach genugt $g = g_{(z)}$, da $g_{(x)}, g_{(y)} \ll g_{(z)}$.

$W_s = g_{(s)} = \sqrt{g^2_{(x)} + g^2_{(y)}}$, horizontale Schwerekomponente.

(Im Bezugspunkt S ist $g^{(S)}_{(s)} = 0$, $g^{(S)} = g^{(S)}_{(z)}$.)

$$\left.\begin{aligned} W_{xx} &= \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = \frac{\partial g_{(x)}}{\partial x} \\ W_{xy} &= \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y} = \frac{\partial g_{(x)}}{\partial y} \\ W_{xz} &= \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z} = \frac{\partial g_{(x)}}{\partial z} \\ &\text{usw.} \end{aligned}\right\} \begin{gathered}\text{Zweite Differentialquotienten des Schwere-} \\ \text{potentials, Änderungen der Schwereinten-} \\ \text{sitat pro Langeneinheit.}\end{gathered}$$

Die höheren Differentialquotienten des Schwerepotentials sind bei linearer Schwereänderung gleich Null. Naturlich gilt die Annahme linearer Schwereänderung nur für die Dimensionen des Instruments, im großen sind W_{xx}, W_{xy}, W_{xz} usw. keine Konstanten.

Von folgenden Sätzen wird Gebrauch gemacht:

$$W_{xy} = W_{yx}, \quad \frac{\partial g_{(x)}}{\partial y} = \frac{\partial g_{(y)}}{\partial x},$$

$$W_{xz} = W_{zx}, \quad \frac{\partial g_{(x)}}{\partial z} = \frac{\partial g_{(z)}}{\partial x} \approx \frac{\partial g}{\partial x},$$

$$W_{yz} = W_{zy}, \quad \frac{\partial g_{(y)}}{\partial z} = \frac{\partial g_{(z)}}{\partial y} \approx \frac{\partial g}{\partial y}$$

Die Dimension von W ist $cm^2\ sec^{-2}$, die Dimension von g ist $cm\ sec^{-2}$, die Dimension von W_{xx} ... ist sec^{-2}. Gebrauchliche Einheiten sind:

fur g: 1 Gal = 1 $cm\ sec^{-2}$
1 Milligal = $10^{-3}\ cm\ sec^{-2}$
fur W_{xx} ...: 1 E („Eotvos") = $10^{-9}\ sec^{-2}$.

Eine Schwereanderung von 1 E entspricht einer Schweredifferenz von $^1/_{10}$ Milligal bei einem Stationsabstand von 1 km.

Bei abschatzenden Berechnungen und Untersuchungen uber Großenordnungen werden folgende Konstanten zugrunde gelegt

m = 25 g, l = 20 cm, h = 40 cm, $\tau = 0{,}5\ cm^2\ g\ sec^{-2}$, A = 50 cm, p = 2 (d. h zweimalige Reflexion am Gehangespiegel), Lange des Torsionsdrahtes: L = 30 cm, Lange des senkrechten Balkens, der den Spiegel tragt: a = 10 cm (s. Fig 1 b, S. 53)

Diese Konstanten entsprechen den ublichen Dimensionen.

§ 3. Schwingungen des Drehwaagegehänges.

Ist das Instrument aufgestellt und wird es sich selbst uberlassen, so schwingt es zunachst auf die verschiedenartigste Weise Das kurzperiodische Pendeln und Schwingen hort bald auf, und es bleibt nur noch die Hauptschwingung um die durch den Torsionsdraht gegebene Achse ubrig. Wenn diese Schwingung zur Ruhe gekommen ist, hat das Instrument seine Gleichgewichtslage erreicht, und die Registrierung oder Ablesung kann erfolgen

Die kurzperiodischen, schnell abklingenden Schwingungen sind kompliziert, da sich die verschiedenen Schwingungen uberlagern Sie haben fur die Messung keine wesentliche Bedeutung, und so genugt es, die Größenordnung ihrer Periode zu berechnen, wobei es ausreicht, die ganze Masse des Gehanges im Schwerpunkt S vereinigt zu denken. Es seien drei Arten der kurzperiodischen Schwingungen herausgegriffen:

Pendeln des ganzen Gehänges um das obere Ende des Torsionsdrahts. Die Periode ist ungefahr

$$T_1 \approx 2\pi \sqrt{\frac{L + a + \frac{h}{2}}{g}}.$$

Mit $L = 30$ cm, $a = 10$ cm, $\frac{h}{2} = 20$ cm ergibt sich

$$T_1 \approx 1{,}5 \text{ sec.}$$

Pendeln des Gehänges um das untere Ende der Torsionsdrahtes: Es ist

$$T_2 \approx 2\pi \sqrt{\frac{a + \frac{h}{2}}{g}} = 1{,}1 \text{ sec}.$$

Pendeln des hängenden Gewichts:

$$T_3 \approx 2\pi \sqrt{\frac{h}{g}} = 1{,}3 \text{ sec}.$$

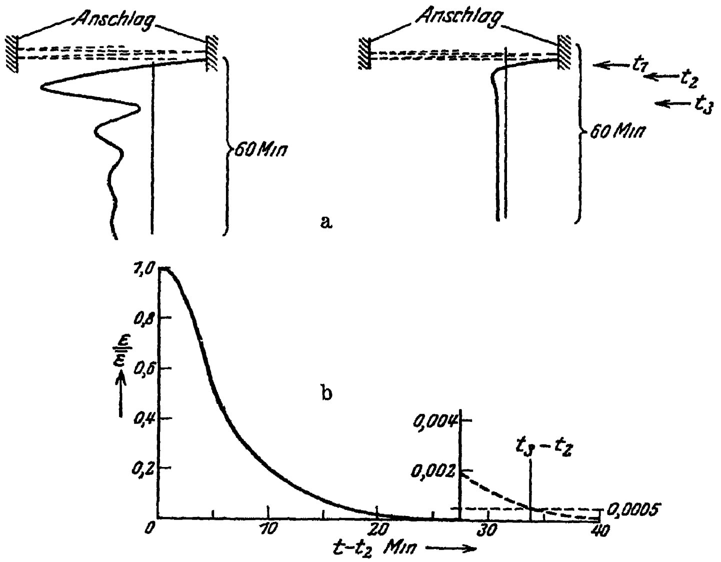


Fig. 4. a) Periodische und aperiodische Schwingung des Gehanges (nach Registrierungen einer Gepege-Waage). b) Aperiodischer Grenzfall (berechnet für $\tau = 0{,}5$; $K = 20\,000$).

Eine ganz andere Großenordnung hat die Periode der Hauptschwingung.

$$\text{Sie ist } T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{\text{Tragheitsmoment um die Fadenachse}}{\text{Direktionskraft des Fadens}}}$$

$$= 2\pi \cdot \sqrt{\frac{K}{\tau}}, \quad K = \text{Tragheitsmoment} \approx 2\,m\,l^2.$$

Mit $m = 25$ g, $l = 20$ cm, $\tau = 0{,}5$ cm^2 g sec^{-2} erhält man:

$$\frac{K}{\tau} \approx 40000 \text{ sec}^2, \; T \approx 1260 \text{ sec} = 21 \text{ Minuten}.$$

Diese Schwingung tritt nur dann in Erscheinung, wenn das Gehange in einem hinreichend weiten Gehause schwingt, so daß es nicht anschlägt und nicht zu stark gedampft ist. Damit das Gehange sich moglichst schnell beruhigt, ist aber bei guten Instrumenten die Dämpfung nahe am aperiodischen Grenzfall. Auch schlagt das Gehänge zu Beginn der Schwingung mehrmals an den Wanden seines Gehäuses an, dies ist wegen der damit verbundenen Energieabgabe erwunscht. Will man die Periode der Hauptschwingung beobachten, so muß man die Dampfung verringern, z. B. den Deckel des innersten Gehauses abschrauben, und warten, bis die Schwingung sich soweit beruhigt hat, daß das Gehange nicht mehr anschlagt (Fig. 4a). [Im Gegensatz zur üblichen Gewohnheit arbeitet NIKIFOROV mit schwacher Dampfung, bei ihm tritt die periodische Hauptschwingung unmittelbar auf. Er liest die Umkehrpunkte ab und berechnet aus ihnen die Ruhelage[1]). Da seine Drehwaage erheblich kurzere Schwingungsdauer hat als andere Instrumente und die Beruhigung nicht abgewartet werden muß, tritt hierdurch keine Verlangerung, eher eine Abkürzung der Beobachtungsdauer auf. Die mit der kleineren Periode verknupfte geringere Empfindlichkeit (s u.) wird durch starkere optische Vergroßerung ausgeglichen.]

Die aperiodische Hauptschwingung des Gehänges, Beruhigungsdauer der Drehwaage.

Es sei ε der Ausschlagswinkel, $\varepsilon = 0$ die Ruhelage; m, l, K und τ mogen ihre Bedeutung beibehalten, $\varkappa$ sei eine Dampfungskonstante. Dann ist die Differentialgleichung der Hauptschwingung:

(1) $$\ddot{\varepsilon} + \frac{\tau}{K}\varepsilon + \varkappa\dot{\varepsilon} = 0\,, \quad \dot{\varepsilon} = \frac{\partial\varepsilon}{\partial t}, \quad \ddot{\varepsilon} = \frac{\partial^2\varepsilon}{\partial t^2}, \quad t = \text{Zeit}\,.$$

Fur den aperiodischen Grenzfall (Fig. 4b) lautet die Lösung[2]):

(2) $$\varepsilon = (A + Bt)\,e^{-\frac{\varkappa}{2}\cdot t}\,.$$

und es ist (2a) $\frac{\varkappa}{2} = \sqrt{\frac{\tau}{K}}$. A und B sind aus den Anfangsbedingungen zu bestimmen.

---

[1]) P. NIKIFOROV, Physical Principles of Gravitational Method of Prospecting (russisch mit engl. Auszug). Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. Leningrad, Nr. 1, 1925; Der neue Typ des Gravitationsvariometers mit kurzen Perioden (russisch), Ebenda Nr. 3, 1927.

[2]) Siehe z. B. CLEMENS SCHAFER, Einführung in die theoretische Physik I, S. 124—126.

Zur Zeit $t = 0$ sei $\varepsilon = \bar{\varepsilon}$ und $\dot{\varepsilon} = \dot{\bar{\varepsilon}}$. Durch Einsetzen in Gleichung (2) unter Berücksichtigung von (2a) ergibt sich $A = \bar{\varepsilon}$, $B = \dot{\bar{\varepsilon}} + \bar{\varepsilon} \cdot \sqrt{\frac{\tau}{K}}$, und somit ist die Gleichung der Hauptschwingung für den aperiodischen Grenzfall:

$$\varepsilon = \left[\bar{\varepsilon} + \left(\dot{\bar{\varepsilon}} + \bar{\varepsilon}\sqrt{\frac{\tau}{K}}\right) \cdot t\right] e^{-\sqrt{\frac{\tau}{K}} \cdot t}. \tag{3}$$

Für $t = t_1 = -\dfrac{\bar{\varepsilon}}{\dot{\bar{\varepsilon}} + \bar{\varepsilon}\sqrt{\frac{\tau}{K}}}$ ist $\varepsilon = 0$, d. h. das Gehänge schwingt durch die Ruhelage, ein Fall, der eintritt, wenn $\dot{\bar{\varepsilon}}$ das umgekehrte Vorzeichen hat wie $\bar{\varepsilon}$ und wenn $|\dot{\bar{\varepsilon}}| > \left|\bar{\varepsilon}\sqrt{\frac{\tau}{K}}\right|$ ist.

Die Winkelgeschwindigkeit der Hauptschwingung ist im aperiodischen Grenzfall.

$$\dot{\varepsilon} = \left[\dot{\bar{\varepsilon}} - \left(\dot{\bar{\varepsilon}} + \bar{\varepsilon}\sqrt{\frac{\tau}{K}}\right)\sqrt{\frac{\tau}{K}} \cdot t\right] e^{-\sqrt{\frac{\tau}{\varkappa}} \cdot t} \tag{4}$$

Hieraus folgt: Für $t = t_2 = \dfrac{\dot{\bar{\varepsilon}}}{\sqrt{\frac{\tau}{K}}\left(\dot{\bar{\varepsilon}} + \bar{\varepsilon}\sqrt{\frac{\tau}{K}}\right)}$ ist $\dot{\varepsilon} = 0$, zu dieser Zeit hat die Schwingung ihre Maximalamplitude erreicht, kehrt um und strebt nun endgültig der Ruhelage zu. Wenn $\dot{\bar{\varepsilon}}$ und $\bar{\varepsilon}$ verschiedene Vorzeichen haben und $|\dot{\bar{\varepsilon}}| < \left|\bar{\varepsilon}\sqrt{\frac{\tau}{K}}\right|$ ist, strebt die Schwingung von Anfang an zur Ruhelage, und eine Umkehr tritt nicht auf.

Auch hier ist zu bemerken, daß die aperiodische Bewegung erst dann rein auftritt, wenn das Gehänge nicht mehr an seinem Gehäuse anschlägt.

Unter Beruhigungsdauer versteht man die Zeit von beendigter Aufstellung des Instruments bis zu dem Augenblick, in dem die Ruhelage bis auf die Beobachtungsgenauigkeit erreicht ist. Die Beruhigungsdauer t_3 (Fig. 4) folgt aus der Bedingung:

$$\varepsilon = \left[\bar{\varepsilon} + \left(\dot{\bar{\varepsilon}} + \bar{\varepsilon}\sqrt{\frac{\tau}{K}}\right) \cdot t_3\right] e^{-\sqrt{\frac{\tau}{K}} \cdot t_3} = \delta. \tag{5}$$

Hierbei ist δ der kleine Winkel, der der Beobachtungsgenauigkeit entspricht. Nimmt man die Ablesegenauigkeit auf der Platte zu $^1/_{10}$ mm $= 0{,}01$ cm an, so ist $\delta = \dfrac{0{,}01}{2pA}$. Für $A = 50$ cm, $p = 2$ ist $\delta = 0{,}00005$ (im Bogenmaß) $= 10''$.

Die Anfangsbedingungen sind unbekannt. Nimmt man $\bar{\varepsilon} = 0$ an, d. h. zahlt man die Beruhigungsdauer vom Moment t_2 der Umkehr an, so erhält man sicher noch die richtige Großenordnung, besonders wenn man $\bar{\varepsilon}$, die Amplitude der Umkehr moglichst groß, dem Anschlag entsprechend gleich $\frac{\text{halbe Kastenbreite}}{l}$ annimmt. Fur eine Kastenbreite von 4 cm und $l = 20$ cm ist dann $\bar{\varepsilon} = 0{,}1$ und man erhalt aus (5):

$$(6) \qquad \frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}} = \left[1 + \sqrt{\frac{\tau}{K}}\,(t_3 - t_2)\right] e^{-\sqrt{\frac{\tau}{K}}\,(t_3 - t_2)} = \frac{\delta}{\bar{\varepsilon}} = 0{,}0005\,.$$

In Fig. 4b ist $\frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}}$ abhangig von $t - t_2$ aufgetragen. Wie aus dem Verlauf der gestrichelten, im hundertfachen Maßstab der Hauptkurve gezeichneten Linie zu sehen ist, wird die Genauigkeitsgrenze nach etwas uber 30 Minuten erreicht. Als Beobachtungsdauer in einer Stellung wird man demnach etwa 40 Minuten ansetzen mussen. Bei unruhiger Aufstellung kann das schwingende Gehange beim Anschlagen unter Umstanden neue Energie bekommen, dann ist eine Beobachtungsdauer von etwa einer Stunde notig.

§ 4. Gleichgewichtslage, Grundgleichung.

Nach erfolgter Beruhigung hat sich die Drehwaage in eine Gleichgewichtslage eingestellt Die Gleichgewichtslage ist abhangig von den Instrumentkonstanten und den angreifenden Kraften. Die Beziehung zwischen der Einstellung des Gehanges, den Konstanten und den Kraften wird in der Grundgleichung ausgedruckt, die als Grundlage fur alle instrumentellen Berechnungen und Untersuchungen dient

Zur Untersuchung der Gleichgewichtslage und zur Aufstellung der Grundgleichung genugt es, die Masse des Drehwaagegehanges in A und B konzentriert zu denken, die Waagebalken masselos anzunehmen. Da die Massen in A und B aus schwerem Metall, meist Gold oder Silber sind und die Waagebalken moglichst leicht aus Aluminium hergestellt werden, kommt man diesem Idealfall in der Praxis sehr nahe.

Fig. 5 zeigt die in der Gleichgewichtslage auf die Drehwaage wirkenden Krafte. Im Schwerpunkt S greift die Schwere $g^{(S)}$ an. S ist Bezugspunkt des Instruments und Koordinatenanfang. In die Richtung von $g^{(S)}$ fallt die positive Z-Achse, diese Richtung wird als vertikal bezeichnet. In S hat demnach die Schwere keine horizontalen Komponenten, es ist $g^{(S)}_{(z)} = g^{(S)}$, $g^{(S)}_{(x)} = g^{(S)}_{(y)} = 0$. An den Massen m in A und B greifen die Schwerebeschleunigungen $g^{(A)}$ und $g^{(B)}$ an. Diese sind im allgemeinen nicht gleich $g^{(S)}$ und haben außer den vertikalen Hauptkomponenten

kleine horizontale[1]) Komponenten $g^{(A)}_{(\bar{x})}$ und $g^{(B)}_{(\bar{x})}$ in Richtung des Waagebalkens, genau. in der den Waagebalken enthaltenden Vertikalebene und $g^{(A)}_{(\bar{y})}$, $g^{(B)}_{(\bar{y})}$ senkrecht dazu. Wie sich zeigen wird, kommt es auf die kleinen $\bar{y}$-Komponenten an.

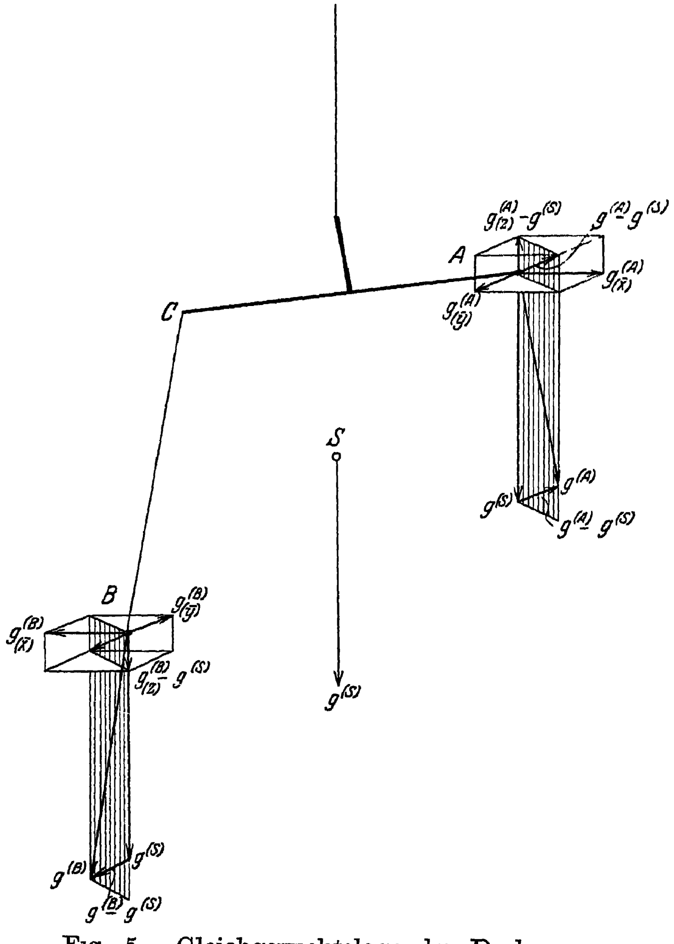


Fig. 5. Gleichgewichtslage der Drehwaage.

Wie bereits angedeutet, kann man annehmen, daß sich die Schwere im Innern des Instruments linear ändert. Daher sind die Vektoren $g^{(A)} - g^{(S)}$ und $g^{(B)} - g^{(S)}$ einander gleich und entgegengesetzt gerichtet, ferner ist $g^{(B)}_{(z)} - g^{(S)} = -(g^{(A)}_{(z)} - g^{(S)})$ und wegen $g^{(S)}_{(\bar{x})} = 0$, $g^{(S)}_{(\bar{y})} = 0$ ist $g^{(B)}_{(\bar{x})} = -g^{(A)}_{(\bar{x})}$, $g^{(B)}_{(\bar{y})} = -g^{(A)}_{(\bar{y})}$.

[1]) „horizontal“ in bezug auf S.

Die Schwere als Ganzes kann nicht wirken, denn das Instrument ist ausbalanciert. Wirksam sind nur die Schwereunterschiede in A und B, meßbare Betrage erreicht nur die von den $\bar{y}$-Komponenten

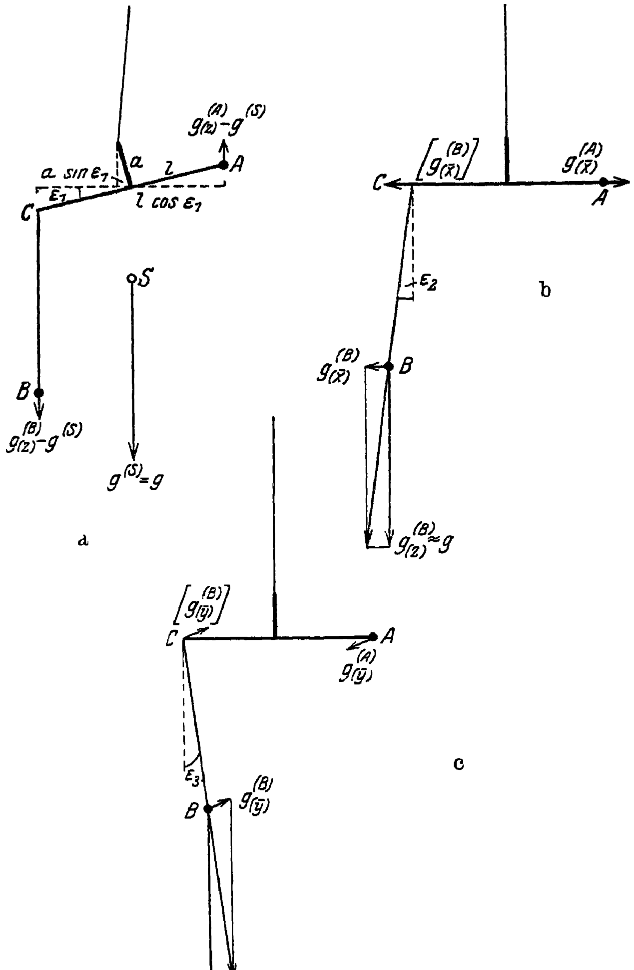


Fig. 6. Die nicht meßbaren Wirkungen a) der vertikalen Krafte, b) c) der horizontalen Kräfte.

hervorgerufene Drehung um die Achse des Torsionsfadens. Eine kurze Überschlagsrechnung soll zunachst die Größenordnung der nicht meßbaren Wirkungen feststellen. Hierbei werden die Komponenten einzeln betrachtet.

Die Komponenten $g^{(A)}_{(z)} - g^{(S)}$ und $g^{(B)}_{(z)} - g^{(S)}$ kippen den Waagebalken ein wenig (Fig. 6a) Ihrem Drehmoment $2\,m\,l\cos\varepsilon_1 \cdot (g^{(A)}_{(z)} - g^{(S)})$ wirkt das Drehmoment des verlagerten Schwerpunkts $2\,m\,a\sin\varepsilon_1 \cdot g^{(S)}$ entgegen. Im Gleichgewichtszustand ist $2\,m\,l\cos\varepsilon_1 \cdot (g^{(A)}_{(z)} - g^{(S)}) = 2\,m\,a\sin\varepsilon_1 \cdot g^{(S)}$, also

$$\operatorname{tg}\varepsilon_1 = \frac{l}{a}\,\frac{g^{(A)}_{(z)} - g^{(S)}}{g^{(S)}}$$

Diese Wirkung tritt schon im normalen Schwerefeld ein, da ja die Schwere mit der Hohe abnimmt. Die normale Schwereabnahme ist $0{,}000003\,\frac{\text{Gal}}{\text{cm}}$, für $\frac{h}{2} = 20$ cm ist dann $g^{(A)}_{(z)} - g^{(S)} = 0{,}00006$ Gal, $g^{(S)} \approx g$ ist ungefahr 1000 Gal, somit $\frac{g^{(A)}_{(z)} - g^{(S)}}{g^{(S)}} = 6 \cdot 10^{-8}$. Fur $l = 20$ cm und $a = 10$ cm ergibt sich demnach

$$\operatorname{tg}\varepsilon_1 = 1{,}2 \cdot 10^{-7},\quad \varepsilon = 0{,}02''.$$

Da die Ablesegenauigkeit auf der Platte etwa 0,1 mm = 0,01 cm ist, betragt die Genauigkeit der Winkelablesung etwa $\frac{0{,}01}{2\,p\,A} = 0{,}00005 = 10''$. ε_1 ist bei weitem nicht meßbar.

Wenn das untere Gewicht an einem Faden aufgehängt ist, so verursachen die Komponenten $g^{(B)}_{(\bar{x})}$ und $g^{(B)}_{(\bar{y})}$ eine Abweichung dieses Fadens von der Vertikalen Ihr Betrag ist $\operatorname{tg}\varepsilon_2 = \frac{g^{(B)}_{(\bar{x})}}{g^{(B)}_{(z)}}$ bzw. $\operatorname{tg}\varepsilon_3 = \frac{g^{(B)}_{(\bar{y})}}{g^{(B)}_{(z)}}$ (Fig. 6b, c). Ist das untere Gewicht starr mit dem Waagebalken verbunden, so tritt statt dessen eine Kippung auf. Haufig vorkommende Änderungen der horizontalen Schwerekomponenten sind von der Großenordnung 10^{-8} Gal/cm, für $l = 20$ cm haben dann $g^{(B)}_{(\bar{x})}$ und $g^{(B)}_{(\bar{y})}$ Betrage von $2 \cdot 10^{-7}$ Gal. Hiermit werden ε_2 und ε_3 gleich $2 \cdot 10^{-10} = 4 \cdot 10^{-5}{}''$. ε_2 und ε_3 sind noch viel weniger meßbar als ε_1.

In A greifen die horizontalen Komponenten $g^{(A)}_{(\bar{x})}$ und $g^{(A)}_{(\bar{y})}$ an. Im anderen Endpunkt C des Waagebalkens wirken, da in ihm keine Masse vorhanden ist, dieselben Kräfte wie in B, von B durch den Zug des Aufhangefadens des hangenden Gewichts ubertragen. Ist das hängende Gewicht starr mit dem Waagebalken verbunden, so gilt dies nur für die $\bar{y}$-Komponente. Die $\bar{x}$-Komponenten beeinflussen ein wenig den Winkel ε_1, im wesentlichen werden sie von der Festigkeit des Waagebalkens aufgenommen, die $\bar{y}$-Komponenten verursachen das Drehmoment, das den Waagebalken um die Achse des Torsionsdrahts, genauer:

um die durch das untere Ende des Torsionsdrahts gehende Vertikale, in die Gleichgewichtslage dreht. Wie sich gleich zeigt, ist diese Drehung gut meßbar. Die Berechnung des Drehmoments fuhrt zur Grundgleichung

Das Drehmoment der am Balken angreifenden wirksamen Kräfte ist $\pm\, l\, m\, (|g_{(\bar{y})}^{(A)}| + |g_{(\bar{y})}^{(B)}|) = 2\, l\, m \cdot g_{(\bar{y})}^{(A)}$. Das ihm entgegenwirkende Drehmoment der Fadentorsion ist $\tau\, (\vartheta - \vartheta_0)$. Im Gleichgewichtszustand sind beide Drehmomente gleich, also

$$\tau\, (\vartheta - \vartheta_0) = 2\, l\, m \cdot g_{(\bar{y})}^{(A)} \tag{7}$$

Fur $\tau = 0{,}5$, $l = 20$ cm, $m = 25$ g, $g_{(\bar{y})}^{(A)} = 2 \cdot 10^{-7}$ Gal wird

$$\vartheta - \vartheta_0 = \frac{2 \cdot 20 \cdot 25}{0{,}5} \cdot 2 \cdot 10^{-7} = 4 \cdot 10^{-4} = 82''$$

Noch fast der zehnte Teil dieser Große ist meßbar.

Zur Aufstellung der Grundgleichung wird $g_{(\bar{y})}^{(A)}$ naher betrachtet. Zunachst wird das XY-Koordinatensystem eingeführt. Bedeutet ω den Winkel, den das Gehause der Drehwaage mit der X-Achse bildet (Fig. 2, S 55), ϑ den Winkel zwischen Gehause und Gehangebalken, so bildet das $\overline{XY}$-System den Winkel $\omega + \vartheta$ mit dem XY-System, und es gilt (Fig 7).

$$g_{(\bar{y})}^{(A)} = g_{(y)}^{(A)} \cdot \cos(\omega + \vartheta) - g_{(x)}^{(A)} \cdot \sin(\omega + \vartheta)$$

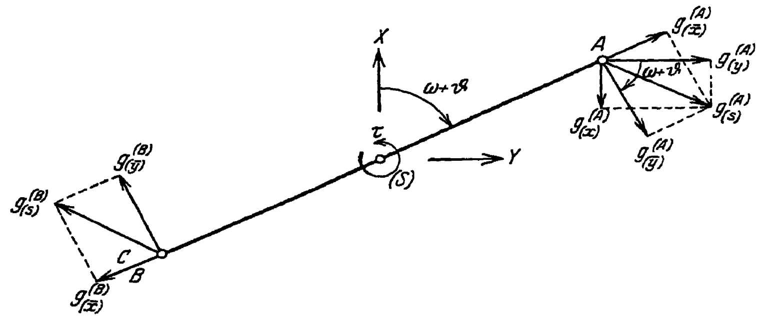


Fig. 7 Die wirksamen Komponenten und ihre Zerlegung.

Dies in (7) eingesetzt ergibt

$$\tau\, (\vartheta - \vartheta_0) = 2\, l\, m\, [g_{(y)}^{(A)} \cdot \cos(\omega + \vartheta) - g_{(x)}^{(A)} \cdot \sin(\omega + \vartheta)]\,. \tag{8}$$

Nun ist

$$g_{(x)}^{(A)} = g_{(x)}^{(S)} + x^{(A)} \cdot \frac{\partial g_{(x)}}{\partial x} + y^{(A)} \cdot \frac{\partial g_{(x)}}{\partial y} + z^{(A)} \cdot \frac{\partial g_{(x)}}{\partial z}\,,$$

$$g_{(y)}^{(A)} = g_{(y)}^{(S)} + x^{(A)} \cdot \frac{\partial g_{(y)}}{\partial x} + y^{(A)} \cdot \frac{\partial g_{(y)}}{\partial y} + z^{(A)} \cdot \frac{\partial g_{(y)}}{\partial z}\,.$$

Wegen $g^{(S)}_{(x)} = g^{(S)}_{(y)} = 0$ und $x^{(A)} = l \cdot \cos(\omega + \vartheta)$, $y^{(A)} = l \cdot \sin(\omega + \vartheta)$, $z^{(A)} = -\frac{h}{2}$ (Fig. 8) wird hieraus.

$$g^{(A)}_{(x)} = l \cdot \cos(\omega + \vartheta) \cdot \frac{\partial g_{(x)}}{\partial x} + l \cdot \sin(\omega + \vartheta) \cdot \frac{\partial g_{(x)}}{\partial y} - \frac{h}{2} \cdot \frac{\partial g_{(x)}}{\partial z}.$$

$$g^{(A)}_{(y)} = l \cdot \cos(\omega + \vartheta) \cdot \frac{\partial g_{(y)}}{\partial x} + l \cdot \sin(\omega + \vartheta) \cdot \frac{\partial g_{(y)}}{\partial y} - \frac{h}{2} \cdot \frac{\partial g_{(y)}}{\partial z}.$$

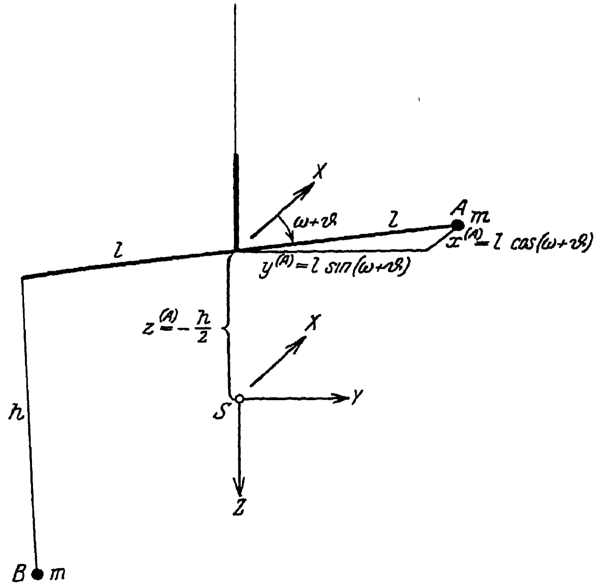


Fig. 8.

Beachtet man, daß $\frac{\partial g_{(x)}}{\partial y} = \frac{\partial g_{(y)}}{\partial x}$ ist, so erhalt man durch Einsetzen in (8):

$$\tau(\vartheta - \vartheta_0) = 2 m l^2 \left[\sin(\omega + \vartheta)\cos(\omega + \vartheta)\left(\frac{\partial g_{(y)}}{\partial y} - \frac{\partial g_{(x)}}{\partial x}\right)\right.$$

$$(9) \qquad \left. + (\cos^2(\omega + \vartheta) - \sin^2(\omega + \vartheta)) \cdot \frac{\partial g_{(x)}}{\partial y}\right] + m h l \left[\sin(\omega + \vartheta)\right.$$

$$\left. \cdot \frac{\partial g_{(x)}}{\partial z} - \cos(\omega + \vartheta) \cdot \frac{\partial g_{(y)}}{\partial z}\right].$$

$2 m l^2$ ist das Tragheitsmoment K des Drehwaagegehänges, und $\vartheta - \vartheta_0$ ist gleich $\frac{n - n_0}{2 p A}$, wobei n die Ablesung auf der Platte bzw. Skala bedeutet, A der Abstand Spiegel-Skala und p die Anzahl der

Reflexionen am Gehängespiegel ist. ϑ ist ein kleiner Winkel von der Größenordnung einiger Minuten, man kann ihn in $\cos(\omega + \vartheta)$ und $\sin(\omega + \vartheta)$ vernachlässigen. Führt man den Winkel $2\,\omega$ ein und setzt man statt $\frac{\partial g_{(x)}}{\partial z}$ und $\frac{\partial g_{(y)}}{\partial z}$ die gleichen Größen $\frac{\partial g_{(z)}}{\partial x}$ und $\frac{\partial g_{(z)}}{\partial y}$, so erhält man die Grundgleichung[1]):

$$
\begin{aligned}
\vartheta - \vartheta_0 = \frac{n - n_0}{2\,p\,A} = \frac{K}{\tau}\left[\sin 2\,\omega \cdot \frac{1}{2}\left(\frac{\partial g_{(y)}}{\partial y} - \frac{\partial g_{(x)}}{\partial x}\right) + \cos 2\,\omega \cdot \frac{\partial g_{(x)}}{\partial y}\right] \\
+ \frac{m\,h\,l}{\tau}\left[\sin\omega \cdot \frac{\partial g_{(z)}}{\partial x} - \cos\omega \cdot \frac{\partial g_{(z)}}{\partial y}\right],
\end{aligned}
\tag{10}
$$

($\vartheta - \vartheta_0$ im Bogenmaß).

Den Eötvösschen Entwicklungen folgend pflegt man meist noch das Schwerepotential W einzuführen. Es ist $\frac{\partial g_{(x)}}{\partial x} = \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = W_{xx}$, $\frac{\partial g_{(x)}}{\partial y} = \frac{\partial^2 W}{\partial x\,\partial y} = W_{xy}$, $\frac{\partial g_{(y)}}{\partial y} = \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} = W_{yy}$, $\frac{\partial g_{(z)}}{\partial x} = \frac{\partial^2 W}{\partial z\,\partial x} = W_{zx}$, $\frac{\partial g_{(z)}}{\partial y} = \frac{\partial^2 W}{\partial z\,\partial y} = W_{zy}$, und hiermit schreibt sich die Grundgleichung[1]).

$$
\boxed{
\begin{aligned}
\vartheta - \vartheta_0 = \frac{n - n_0}{2\,p\,A} = \frac{K}{\tau}\left[\sin 2\,\omega \cdot \frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) + \cos 2\,\omega \cdot W_{xy}\right] \\
+ \frac{m\,h\,l}{\tau}\left[\sin\omega \cdot W_{zx} - \cos\omega \cdot W_{zy}\right], \\
(\vartheta - \vartheta_0 \text{ im Bogenmaß})
\end{aligned}
}
\tag{10a}
$$

Mit der Drehwaage ist man also imstande, die folgenden zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials und Kombinationen zu messen:

$$
\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}),\ W_{xy},\ W_{zx},\ W_{zy}
$$

Die ersten beiden dieser Größen hängen aufs engste mit den Krümmungen der Niveaufläche zusammen und werden nach Eötvös unter der Bezeichnung „Krümmungsgröße“ zusammengefaßt; die beiden letzten Differentialquotienten geben Auskunft über die Änderung der Schwer-

[1]) Der Unterschied im Vorzeichen zwischen der Gleichung (10) und der entsprechenden Gleichung bei Eötvös (in den Gliedern mit W_{zx} und W_{zy}) kommt daher, daß bei Eötvös der Winkel ω das Azimut der das untere Gewicht tragenden Balkenhälfte bezeichnet, hier aber das der anderen Balkenhälfte. Formel (10) stimmt mit der auf dem Gehäuse der Askania-Z-Waage angebrachten Bezeichnung überein.

kraft auf der Niveaufläche, sie bestimmen den sogenannten „Gradienten". Naheres hieruber ist in dem Paragraphen über die geodatische Bedeutung der mit der Drehwaage gemessenen Großen nachzulesen (s. u.).

Die vereinfachende Annahme, daß die Masse der Drehwaage in A und B konzentriert ist, die Gehängebalken also als masselos anzusehen sind, wird in der von Eotvös selbst gegebenen Ableitung[1]), die vielfach von anderen Autoren wiederholt worden ist, nicht so früh eingefuhrt wie hier. Auf diesem etwas korrekteren Weg kommt man statt zu den Großen K und m h l zu den Integralen $\int(\bar{x}^2 - \bar{y}^2)\,dm$ und $\int \bar{x}\,z\,dm$, wobei uber die ganze Masse der Drehwaage zu integrieren ist. Das erste dieser Integrale ist wegen der geringen Ausdehnung in der y-Richtung mit hinreichender Genauigkeit gleich $\int(\bar{x}^2 + \bar{y}^2)\,dm = K$, und wegen der Konzentration der Hauptmassen ist genau genug $\int \bar{x}\,z\,dm = m\,h\,l$ Ferner treten die Integrale $\int \bar{x}\,y\,dm$ und $\int \bar{y}\,z\,dm$ auf, beide sind aus Symmetriegrunden gleich Null. So fuhrt auch die strengere Ableitung zu demselben Ergebnis.

Bei der Bestimmung der Konstanten (s. u.) allerdings wird man zweckmaßig das Trägheitsmoment K experimentell bestimmen und nicht aus l und m berechnen. Die nicht ganz zu vernachlassigenden Massen des Spiegels und seiner Befestigung sowie die Form der eigentlichen Gewichte zwingen dazu.

§ 5. Die Empfindlichkeit der Drehwaage.

Fur $m = 25$ g, $h = 40$ cm, $l = 20$ cm, $\tau = 0{,}5\ \mathrm{cm^2\,g\,sec^{-2}}$, $p = 2$, $A = 50$ cm ist $\frac{K}{\tau} \approx \frac{2\,m\,l^2}{\tau} = 40000\ \mathrm{sec}^2$, $\frac{m\,h\,l}{\tau} = 40000\ \mathrm{sec}^2$, also

$$n - n_0 = 8 \cdot 10^6 \left[\sin 2\omega \cdot \frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) + \cos 2\omega \cdot W_{xy} + \sin\omega \cdot W_{zx} - \cos\omega \cdot W_{zy}\right],$$

wenn $n - n_0$ in cm, W_{xx} usw. in CGS-Einheiten gemessen werden. Meist ist es ublich, $n - n_0$ in kleineren Einheiten, etwa in Millimeter, und die Differentialquotienten des Schwerepotentials in Eötvös-Einheiten ($1\ \mathrm{E} = 10^{-9}\ \mathrm{sec}^{-2}$) anzugeben. Dann lautet die Grundgleichung mit Zahlenkoeffizienten fur das angefuhrte Beispiel:

$$(n - n_0)_{mm} = 0{,}08 \cdot \left[\sin 2\omega\,\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})_E + \cos 2\omega\,(W_{xy})_E + \sin\omega\,(W_{zx})_E - \cos\omega\,(W_{zy})_E\right].$$

[1]) R. v. Eotvos, Ann. d. Phys. u. Chem. 59, 358f. 1896.

Unter Empfindlichkeit der Drehwaage versteht man den Ausschlag auf der Platte oder den abzulesenden Skalenausschlag, den eine Krümmungsgröße oder ein Gradient von 1 E im günstigsten Fall, d. h bei geeignetem Winkel ω, hervorrufen kann. Unter Winkelempfindlichkeit versteht man den entsprechenden Winkel $\vartheta - \vartheta_0$. Allgemein ist die Empfindlichkeit für die Krümmungsgröße gleich $2\,p\,A\,\frac{K}{\tau}\cdot 10^{-8}$ mm und für den Gradienten gleich $2\,p\,A\,\frac{m\,h\,l}{\tau}\cdot 10^{-8}$ mm, wenn die Instrumentkonstanten in CGS-Einheiten angegeben werden. Die entsprechende Winkelempfindlichkeit ist $2{,}06\cdot\frac{K}{\tau}\cdot 10^{-4}{}''$ bzw. $2{,}06\cdot\frac{m\,h\,l}{\tau}\cdot 10^{-4}{}''$. Zwischen beiden Arten der Empfindlichkeit besteht die Beziehung:

$$\text{Winkelempfindlichkeit in } '' = \frac{2{,}06\cdot 10^4}{2\,p\,A}\cdot\text{Empfindlichkeit in mm}.$$

Im angeführten Zahlenbeispiel ist die Empfindlichkeit gleich 0,08 mm, die Winkelempfindlichkeit gleich 8,2″ Dies entspricht etwa den üblichen Dimensionen der Drehwaagen. Die in der Praxis vorkommenden Krümmungsgrößen und Gradienten betragen zwischen 0 und etwa 150 E, häufig sind Krümmungsgrößen bis 60 E und Gradienten bis 30 E. Sie können mit der Drehwaage leicht gemessen werden

Die Empfindlichkeit der Drehwaage für die Krümmungsgröße steht in engem Zusammenhang mit der Periode der ungedämpften Schwingung des Gehänges (s. S. 58). Es ist

$$\text{Schwingungsperiode in sec} = 2\pi\cdot 10^4\cdot\sqrt{\frac{\text{Empfindlichkeit in mm}}{2\,p\,A}}$$

(A in cm)

oder

$$\text{Schwingungsperiode in sec} = 2\pi\cdot 10^2\cdot\sqrt{\frac{\text{Winkelempfindlichkeit in }''}{2{,}06}}.$$

Hohe Empfindlichkeit ist immer mit langer Periode verbunden. Will man wie Nikiforov[1]) kurzperiodische Instrumente verwenden, so muß die geringere Empfindlichkeit durch starke optische Vergrößerung ausgeglichen werden.

[1]) P. Nikiforov, Physical Principles of Gravitational Method of Prospecting (russisch mit engl. Auszug). Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. Leningrad, Nr. 1, 1925. Der neue Typ des Gravitationsvariometers mit kurzen Perioden (russisch). Ebenda Nr. 3, 1927.

Die Empfindlichkeit für die Krümmungsgröße hängt auch mit der Beruhigungsdauer zusammen. Und zwar läßt ein Vergleich mit Formel (6), S. 61, erkennen, daß bei größerer Empfindlichkeit die Beruhigungsdauer länger ist als bei geringerer Empfindlichkeit. Größere Empfindlichkeit erfordert längere Beobachtungszeit.

§ 6. Die Auswertungsformeln.

a) Messungen in fünf Azimuten.

In der Grundgleichung (10) oder (10a) sind fünf Unbekannte, nämlich die das Schwerefeld charakterisierenden Größen $\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$, W_{xy}, W_{zx}, W_{zy} und die kräftefreie Lage des Gehänges, ϑ_0 bzw. n_0.

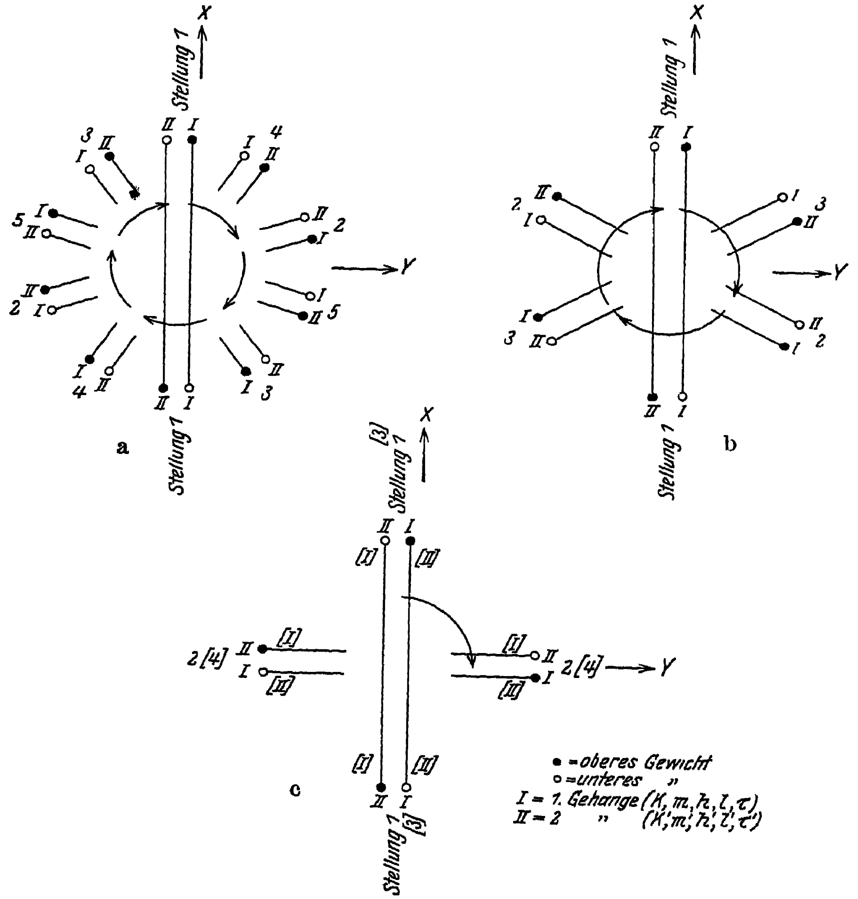


Fig. 9. Stellungen der Drehwaage und Azimute der Gehänge bei fünf Stellungen (a), drei Stellungen (b), vier Stellungen (c).

Dementsprechend sind fünf Messungen mit der Drehwaage nötig, um diese Unbekannten zu bestimmen. Der Winkel ω, das Azimut der Drehwaage kann beliebig gewählt werden. Man mißt in fünf Azimuten, die am zweckmäßigsten gleichmäßig verteilt werden, also je einen Winkel von 72^0 miteinander bilden.

Die Drehwaage wird zu Beginn der Messung so eingestellt, daß das Gehäuse in der X-Richtung liegt (in der Praxis ist die NS-Richtung gebräuchlich), wobei das obere Gehängegewicht die positive Richtung (die N-Richtung) angibt. In dieser Stellung ist $\omega = 0^0$. Nach erfolgter Beruhigung des Gehänges wird seine Einstellung, der Winkel ϑ, registriert und das Instrument ins nächste Azimut gedreht. Erfolgt die Drehung in positivem Umlaufsinn, d. h. von der positiven X-Richtung auf die positive Y-Richtung zu (von N über O nach S), so ist das Azimut der zweiten Stellung 72^0. Stellungen und Azimute zeigt Fig. 9a, die im folgenden gebrauchten Bezeichnungen bringt nachstehende Tabelle:

Stellung	1	2	3	4	5
Azimut ω	0^0	72^0	144^0	216^0	288^0
Einstellung des Gehänges	ϑ_1	ϑ_2	ϑ_3	ϑ_4	ϑ_5
Ablesung auf Platte oder Skala	n_1	n_2	n_3	n_4	n_5
sin ω	0	0,951	0,588	— 0,588	— 0,951
cos ω	1	0,309	— 0,809	— 0,809	0,309
sin 2 ω	0	0,588	— 0,951	0,951	— 0,588
cos 2 ω	1	— 0,809	0,309	0,309	— 0,809

Durch Einsetzen dieser Werte in die Grundgleichung erhält man nach einfachen Umformungen die Auswertungsformeln:

$$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = \frac{a}{5}\,[1{,}90\,(\Delta_{41} - \Delta_{31}) - 1{,}18\,(\Delta_{51} - \Delta_{21})]$$

(11a)

$$W_{xy} = \frac{a}{11{,}2}\,[1{,}38\,(\Delta_{41} + \Delta_{31}) - 3{,}62\,(\Delta_{51} + \Delta_{21})]$$

$$W_{zx} = \underset{[+]}{-}\frac{b}{5}\,[1{,}18\,(\Delta_{41} - \Delta_{31}) + 1{,}90\,(\Delta_{51} - \Delta_{21})]$$

$$W_{zy} = \underset{[-]}{+}\frac{b}{11{,}2}\,[3{,}62\,(\Delta_{41} + \Delta_{31}) - 1{,}38\,(\Delta_{51} + \Delta_{21})],$$

wobei

$$\left.\begin{aligned} \Delta_{21} &= n_2 - n_1 \\ \Delta_{31} &= n_3 - n_1 \\ \Delta_{41} &= n_4 - n_1 \\ \Delta_{51} &= n_5 - n_1 \end{aligned}\right\} \qquad a = \frac{1}{2\,p\,A\,\frac{K}{\tau}}, \qquad b = \frac{1}{2\,p\,A\,\frac{m\,h\,l}{\tau}}$$

und die eingeklammerten Vorzeichen für das zweite Gehänge (s. u.) gelten.

Ferner ergibt sich

$$n_0 = \frac{n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5}{5}.$$

An sich ist es nicht notig, n_0 zu bestimmen. Wenn die Messung mehr als einmal durchgefuhrt ist, kann man n_0 dazu benutzen, etwaige Änderungen der Nullage zu erkennen und zu eliminieren (s u. S. 75). Bei guten Instrumenten soll sich n_0 nicht wesentlich andern.

Die meisten Drehwaagen haben zwei Gehange, die gegeneinander um 180° gedreht sind. Die Azimute in den Stellungen 1 bis 5 sind fur das zweite Instrument: 180°, 252°, 324°, 36°, 108°. Man erhalt fur $\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$ und W_{xy} dieselben Formeln wie bei dem ersten Gehange, bei der Berechnung von W_{zx} und W_{zy} sind die Vorzeichen vor der eckigen Klammer umzukehren. Das zweite Instrument hat bei der Messung in funf Azimuten keine besondere Bedeutung, kann aber zur Kontrolle nutzlich sein.

b) Messung mit 2 Gehängen in 3 Stellungen (6 Azimuten).

Da man die Drehwaage in jeder Stellung mindestens 40 Minuten stehen lassen muß, bis das Gehänge sich beruhigt hat, ist die Vermessung einer Station recht zeitraubend. Meist wartet man eine Stunde, braucht also funf Stunden, oder gar sechs Stunden, wenn man die erste Registrierung der Sicherheit halber wiederholt

Diese Zeit kann bei Messung mit zwei Gehangen in drei Stellungen wesentlich abgekurzt werden, auf drei oder vier Stunden. Zu den bisherigen Unbekannten kommt die kraftefreie Lage des zweiten Gehänges als sechste Unbekannte hinzu. Zwei Gehange in drei Stellungen geben aber gerade die sechs Messungen, die zur Bestimmung der sechs Unbekannten notwendig sind.

Wie schon angefuhrt, ist das zweite Gehange gegen das erste um 180° gedreht. Stellung und Azimut zeigt Fig. 9b, die ubrigen Bezeichnungen und Daten sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt

Gehange	I			II		
Stellung	1	2	3	1	2	3
Azimut ω	0°	120°	240°	180°	300°	60°
Einstellung des Gehänges	ϑ_1	ϑ_2	ϑ_3	ϑ'_1	ϑ'_2	ϑ'_3
Ablesung auf Platte oder Skala	n_1	n_2	n_3	n'_1	n'_2	n'_3
sin ω	0	0,866	— 0,866	0	— 0,866	0,866
cos ω	1	— 0,500	— 0,500	— 1	0,500	0,500
sin 2 ω	0	— 0,866	0,866	0	— 0,866	0,866
cos 2 ω	1	— 0,500	— 0,500	1	— 0,500	— 0,500

Die Konstanten des zweiten Gehänges werden mit m′, h′, l′, K′, τ′ p′ und A′ bezeichnet. Bei allen Ausführungen der Drehwaage sind p und A bei beiden Gehängen gleich, so daß hier der Indexstrich wegfallen kann.

Die Berechnung der Auswertungsformeln geschieht auf dieselbe Weise wie bei fünf Azimuten. Man erhält:

$$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = \frac{1}{1{,}73}[a'(\Delta_{31} - \Delta_{21}) + a(\Delta'_{31} - \Delta'_{21})]$$

(11b)
$$W_{xy} = -\frac{1}{3}[a'(\Delta_{31} + \Delta_{21}) + a(\Delta'_{31} + \Delta'_{21})]$$

$$W_{zx} = -\frac{1}{1{,}73}[b'(\Delta_{31} - \Delta_{21}) - b(\Delta'_{31} - \Delta'_{21})]$$

$$W_{zy} = \frac{1}{3}[b'(\Delta_{31} + \Delta_{21}) - b(\Delta'_{31} + \Delta'_{21})],$$

wobei

$$\Delta_{21} = n_2 - n_1,\quad \Delta'_{21} = n'_2 - n'_1,$$
$$\Delta_{31} = n_3 - n_1,\quad \Delta'_{31} = n'_3 - n'_1,$$

$$a = \frac{\frac{m\,h\,l}{\tau}}{2\,p\,A\,C} \qquad a' = \frac{\frac{m'\,h'\,l'}{\tau'}}{2\,p\,A\cdot C}$$

$$b = \frac{\frac{K}{\tau}}{2\,p\,A\cdot C} \qquad b' = \frac{\frac{K'}{\tau'}}{2\,p\,A\cdot C}$$

$$C = \frac{K}{\tau}\cdot\frac{m'\,h'\,l'}{\tau'} + \frac{K'}{\tau'}\cdot\frac{m\,h\,l}{\tau}.$$

Ferner ergibt sich.

$$n_0 = \frac{n_1 + n_2 + n_3}{3},\quad n'_0 = \frac{n'_1 + n'_2 + n'_3}{3}.$$

Die hier gegebenen Auswertungsformeln für fünf und drei Stellungen weichen etwas von der Eötvosschen Darstellung[1]) ab. Sie sind zur numerischen Berechnung besonders bequem und lassen deutlich erkennen, daß im Prinzip die torsionslose Lage n_0 und n'_0 bei der Auswertung keine Rolle spielt. Für drei Stellungen wurden sie zuerst von Nikiforov veröffentlicht[2]).

[1]) R. v. Eötvös, 15. Allgem. Konfer. d. Intern. Erdmessung, Budapest 1906.

[2]) P. Nikiforov, Physical Principles of Gravitational. Method of Prospecting (russisch mit engl. Auszug). Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. Leningrad, Nr. 1, 1925.

c) Messungen in vier Azimuten.

Messungen in vier Stellungen und vier um 90° unterschiedenen Azimuten geben nur den Gradienten und W_{xy}. Man erhält vier Gleichungen für die Unbekannten W_{zx}, W_{zy}, W_{xy} und n_0.

Sind die vier Azimute 0°, 90°, 180°, 270° (Fig. 9c), so erhält man die Auswertungsformeln:

$$W_{zx} = \underset{[+]}{-} \frac{\Delta_{42}}{4\,p\,A\,\frac{m\,h\,l}{\tau}}$$

(11c)
$$W_{zy} = \underset{[-]}{+} \frac{\Delta_{31}}{4\,p\,A\,\frac{m\,h\,l}{\tau}}$$

$$W_{xy} = \frac{\Delta_{32} - \Delta_{41}}{8\,p\,A\,\frac{K}{\tau}},$$

wobei

$$\Delta_{42} = n_4 - n_2, \quad \Delta_{31} = n_3 - n_1,$$
$$\Delta_{32} = n_3 - n_2, \quad \Delta_{41} = n_4 - n_1,$$

und die eingeklammerten Vorzeichen für Gehänge II gelten.

$$n_0 = \frac{n_1 + n_2 + n_3 + n_4}{4}.$$

Sind die beiden Gehänge nicht um 180°, sondern um 90° gegeneinander gedreht wie bei der Haalckschen Drehwaage, so erhält man in zwei Stellungen (I: 0°, 90°; II: 180°, 270°) nur den Gradienten.

$$W_{zx} = - \frac{\Delta'_{21}}{4\,p\,A\,\frac{m'\,h'\,l'}{\tau'}}$$

(11d)
$$W_{zy} = \frac{\Delta_{21}}{4\,p\,A\,\frac{m\,h\,l}{\tau}},$$

$$n_0 + 2\,p\,A\,\frac{K}{\tau} \cdot W_{xy} = \frac{n_1 + n_2}{2},$$

$$n_0 - 2\,p\,A'\,\frac{K'}{\tau'} \cdot W_{xy} = \frac{n_1' + n_2'}{2}.$$

Zur Beseitigung eines etwaigen Ganges der Nullage ist es nicht nötig, n_0 und n_0' von W_{xy} zu trennen. Denn da W_{xy} für jede Station eine konstante Größe darstellt, können $\frac{n_1 + n_2}{2}$ und $\frac{n_1' + n_2'}{2}$ auf dieselbe Weise verwendet werden wie sonst die wahren Werte von n_0 und n_0'.

d) Berücksichtigung von Nullpunktsverlagerungen.

Bei guten Instrumenten kommen nur geringe Nullageveränderungen vor und sind dann meist regelmäßig. Um sie zu beseitigen, werden fortlaufend aus den Registrierungen die Werte n_0 berechnet und von der entsprechenden Registrierung subtrahiert, beispielsweise bei fünf Stellungen der aus den Registrierungen 12345 berechnete Wert von der Registrierung 3, der aus 2345 und 1 der nächsten Serie berechnete Wert von der Registrierung 4 usw. Häufig sind die so erhaltenen Werte $N_1 = n_1 - n_0$, $N_2 = n_2 - n_0$ usw. unmittelbar oder nach einfacher Mittelbildung an Stelle von n_1, n_2 ... zu verwenden.

Kommen einige unregelmäßige Verlagerungen oder starke Nullageänderungen vor, so können sie nach einem von SHAW und LANCASTER-JONES[1]) angegebenen Verfahren erkannt und unschädlich gemacht werden. Man schreibt z. B. bei Messungen in drei Azimuten die Werte N_1, N_2, N_3, N_1, N_2, N_3, N_1 ... in folgender Weise hin

$$\begin{matrix} N_1 & N_2 & (\,.\,) \\ (\;\;) & N_2 & N_3 \\ N_1 & (\,.\,) & N_3 \\ N_1 & N_2 & (\,.\,) \\ \cdot\;\cdot & \cdot\;\cdot & \cdot\;\cdot \end{matrix}$$

solange als Werte zur Verfügung stehen. Die nicht ausgefüllten Stellen ergänzt man nun nach den Gleichungen

$$(\,.\,) + N_2 + N_3 = 0,\quad N_1 + (\,.\,) + N_3 = 0,\quad N_1 + N_2 + (\,.\,) = 0.$$

Wo zwei oder mehr der ergänzten Zeilen hinreichend übereinstimmen, sind die Werte dieser Zeilen brauchbar.

§ 7. Die Wirkung eines einzelnen Massenpunktes.

Eine Masse μ befinde sich im Punkt (ξ, η, ζ). Dann übt sie in einem beliebigen Aufpunkt P mit den Koordinaten (x, y, z) folgende Wirkungen aus (k^2 = Gravitationskonstante):

$$\text{(12a)}\qquad \begin{aligned} g_{(z)}^{(P)} &= W_z^{(P)} = k^2 \mu \cdot \frac{\zeta - z}{r^3} \\ \frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})^{(P)} &= \frac{3}{2} k^2 \mu \, \frac{(\eta - y)^2 - (\xi - x)^2}{r^5} \end{aligned}$$

---

[1]) H. SHAW and E. LANCASTER-JONES. The theory and practical employment of the EÖTVÖS Torsion Balance. Mining Mag. 1927.

$$W_{xy}^{(P)} = 3\,k^2\mu\,\frac{(\xi - x)(\eta - y)}{r^5}$$

$$W_{zx}^{(P)} = 3\,k^2\mu\,\frac{(\zeta - z)(\xi - x)}{r^5}$$

$$W_{zy}^{(P)} = 3\,k^2\mu\,\frac{(\zeta - z)(\eta - y)}{r^5}$$

$$r = \sqrt{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2}$$

Fur $x = 0$, $y = 0$, $z = 0$ erhalt man die Wirkung auf den Schwerpunkt S des Drehwaagegehanges, den Bezugspunkt der Drehwage:

(12b)

$$g_{(z)} = W_z = k^2\mu\cdot\frac{\zeta}{r^3}$$

$$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = \frac{3}{2}\,k^2\mu\,\frac{\eta^2 - \xi^2}{r^5}$$

$$W_{xy} = 3\,k^2\mu\,\frac{\xi\eta}{r^5}$$

$$W_{zx} = 3\,k^2\mu\,\frac{\zeta\xi}{r^5}$$

$$W_{zy} = 3\,k^2\mu\,\frac{\zeta\eta}{r^5}$$

$$r = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}$$

Diese Gleichungen bilden die Grundlage für die Berechnung der Wirkung gegebener Massenformen auf die Drehwaage und fur die Entwicklung von Methoden zur Bestimmung von Masseneinbettungen aus Drehwaagemessungen.

§ 8. Die Massen des Instruments und ihre Wirkung auf das Gehänge.

Da jede Masse gemaß den Gleichungen (12 b) auf das Gehange der Drehwaage einwirkt, konnen auch das Gehause der Drehwage und andere Massen des Instruments und der in seiner Nachbarschaft aufgestellten Apparate bei unzweckmäßiger Konstruktion und Aufstellung einen storenden Einfluß ausuben, der bei geschickter Anordnung unmerkbar bleibt.

Man kann diese Massen einteilen in mitgedrehte Massen, die mit dem Gehänge die Drehung in die verschiedenen Stellungen ausführen, und in feste Massen, die während der ganzen Messung stehen bleiben.

a) Mitgedrehte Massen.

Zu den mitgedrehten Massen gehört vor allem das Gehäuse der Drehwaage. Massen, die sich jedesmal mit dem Gehange in die verschiedenen

Azimute $\omega + \vartheta$ einstellen, also ihre Lage relativ zum Gehänge nicht ändern, haben in jeder Stellung die gleiche Wirkung. Da es nach den Formeln (11a bis d) nur auf die Differenzen der Einstellungen des Gehänges ankommt, machen mitgedrehte Massen, wenn sie mit dem Gehänge in die Azimute $\omega + \vartheta$ gehen, auf das Resultat nichts aus.

Nun werden aber die mitgedrehten Massen nicht ins Azimut $\omega + \vartheta$, sondern nur ins Azimut ω gebracht, und ihre Lage relativ zum Gehänge ist um den kleinen Winkel $\Delta\,\vartheta$, der je nach dem Spezialfall $\vartheta_2 - \vartheta_1$, $\vartheta_3 - \vartheta_1$, $\vartheta_3 - \vartheta_2$ usw. bedeuten kann, jedesmal verschieden. Bei weiter entfernten Massen macht das gewiß nicht soviel aus, daß das Ergebnis beeinflußt werden kann. Es fragt sich nur, wie es in dieser Beziehung mit der Wirkung der Wände des innersten Kastens steht.

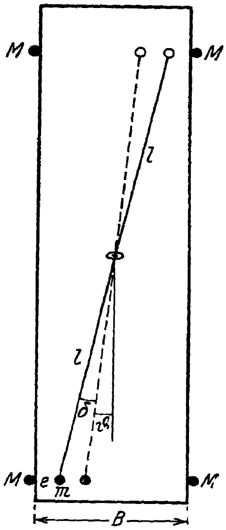


Fig. 10.

Um die Größenordnung einer eventuellen Einwirkung abzuschätzen, genügt es, die seitlichen Wände durch vier gleiche Massen M rechts und links von jedem der Drehwaagegewichte m zu ersetzen (Fig. 10) Der Abstand zwischen M und m sei e, B sei die Kastenbreite, ungefähr gleich dem Abstand zweier einander gegenüberliegender Massen M. Es sei $\vartheta + \delta$ der Winkel, den das Gehänge mit dem Gehäuse bildet, dabei sei in ϑ der Anteil des äußeren Gravitationsfeldes enthalten, δ sei der Anteil der Massen M. Wenn sich ϑ um $d\,\vartheta$ ändert, so ändert sich δ um $d\,\delta$, das Verhältnis $\frac{d\,\delta}{d\,\vartheta}$ läßt den Einfluß der innersten Gehäusewände beurteilen.

Das Drehmoment der zwischen den Massen M und m wirksamen Anziehung ist (k^2 = Gravitationskonstante $= \frac{200}{3} \cdot 10^{-9}$):

$$\tau\ \delta = k^2 \cdot 2\,l\,M\,m \left[\frac{1}{e^2} - \frac{1}{(B-e)^2}\right] \cos(\vartheta + \delta) \approx 2\,k^2 l\,M\,m \left[\frac{1}{e^2} - \frac{1}{(B-e)^2}\right].$$

Hieraus findet man

$$\frac{d\,\delta}{d\,\vartheta} = \frac{d\,\delta}{d\,e}\,\frac{d\,e}{d\,\vartheta} = \frac{d\,\delta}{d\,e} \cdot l = -\frac{4\,k^2 l^2 M\,m}{\tau} \left[\frac{1}{e^3} + \frac{1}{(B-e)^3}\right],$$

$$\left|\frac{d\,\delta}{d\,\vartheta}\right| = 2\,k^2 \frac{K}{\tau} M \left[\frac{1}{e^3} + \frac{1}{(B-e)^3}\right].$$

Nimmt man an, daß M etwa 15 g beträgt, und setzt man $\frac{K}{\tau} = 40\,000$ CGS-Einheiten ein, so ergibt sich:

$$\left|\frac{d\,\delta}{d\,\vartheta}\right| = 0{,}08 \cdot \left[\frac{1}{e^3} + \frac{1}{(B-e)^3}\right], \qquad \text{(B, e in cm).}$$

Bei einer Kastenbreite B von 6 cm ist dann $\frac{d\,\delta}{d\,\vartheta} = 0{,}011$ für e = 2 cm, $\frac{d\,\delta}{d\,\vartheta} = 0{,}025$ für e = 1,5 cm und $\frac{d\,\delta}{\delta\,\vartheta} = 0{,}081$ für e = 1 cm. Diese Zahlen ändern sich mit der Kastenbreite nur sehr wenig.

Gradient und Krümmungsgröße haben selten Beträge, die 100 E übersteigen. Diesem Betrag entspricht ein Winkel $\vartheta - \vartheta_0$ von ungefähr 1000″ und eine Änderung des Abstandes e (für l = 20 cm) von etwa 1 mm. Ist das Gehänge einigermaßen sorgfältig so eintordiert, daß es seine Ruhelage ungefähr in der Mitte des Kastens hat, und ist der Kasten hinreichend breit im Vergleich zu der Ausdehnung des Gewichtes, so besteht in den praktisch vorkommenden Fällen keine Gefahr, daß die Wände des Gehäuses merklich störend wirken[1]).

b) Feste Massen.

Haben feste Massen um die Z-Achse die Symmetrie eines n-strahligen, regulären Sternes, so üben sie auf $\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$, W_{xy}, W_{zx}, W_{zy} keine Wirkung aus, wenn für die Krümmungsgröße $n \geqq 3$, für den Gradienten $n \geqq 2$ ist.

Zum Beweis wird der einfachste Fall betrachtet, aus dem sich alle möglichen Fälle ableiten lassen. In der Tiefe t (Fig. 11) unter dem Bezugspunkt S befindet sich im Abstand d von der Z-Achse in n gleichmäßig über den Kreisumfang verteilten Azimuten je eine Masse μ. Die Koordinaten dieser Massenpunkte sind:

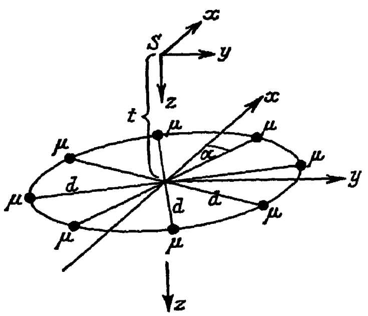


Fig. 11. Massen, die keine Wirkung auf die Drehwaage ausüben.

$$\xi = d \cdot \cos\left(\alpha + \frac{2\nu\pi}{n}\right),$$

$$\eta = d \cdot \sin\left(\alpha + \frac{2\nu\pi}{n}\right),$$

$$\nu = 0, 1, 2, 3, \ldots (n-1),$$

$$\zeta = t.$$

---

[1]) Bei Instrumenten mit engen Kasten (z. B. Gepegewaage) ist Vorsicht geboten.

Hiermit erhalt man aus (12 b), S 76 nach einfacher Umformung mittels bekannter trigonometrischer Formeln die Gesamtwirkung der n-Massenpunkte auf die Drehwaage·

$$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = -\frac{3}{2}k^2\mu\frac{d^2}{\sqrt{d^2+t^2}^{\,5}}\left[\cos 2\alpha \cdot \sum_{\nu=0}^{n-1}\cos\frac{4\nu\pi}{n} - \sin 2\alpha \cdot \sum_{\nu=0}^{n-1}\sin\frac{4\nu\pi}{n}\right]$$

$$W_{xy} = \frac{3}{2}k^2\mu\frac{d^2}{\sqrt{d^2+t^2}^{\,5}}\left[\sin 2\alpha \cdot \sum_{\nu=0}^{n-1}\cos\frac{4\nu\pi}{n} + \cos 2\alpha \cdot \sum_{\nu=0}^{n-1}\sin\frac{4\nu\pi}{n}\right]$$

$$W_{zx} = 3k^2\mu\frac{d \cdot t}{\sqrt{d^2+t^2}^{\,5}}\left[\cos\alpha \cdot \sum_{\nu=0}^{n-1}\cos\frac{2\nu\pi}{n} - \sin\alpha \cdot \sum_{\nu=0}^{n-1}\sin\frac{2\nu\pi}{n}\right]$$

$$W_{zy} = 3k^2\mu\frac{d \cdot t}{\sqrt{d^2+t^2}^{\,5}}\left[\sin\alpha \cdot \sum_{\nu=0}^{n-1}\cos\frac{2\nu\pi}{n} + \cos\alpha \sum_{\nu=0}^{n-1}\sin\frac{2\nu\pi}{n}\right].$$

Wie auf geometrischem Wege leicht einzusehen ist, sind die hier vorkommenden Summen fur $n > 2$ bzw. $n > 1$ gleich Null, also hat die in Fig. 11 wiedergegebene Massenanordnung keine Wirkung auf die Krummungsgroße, wenn drei und mehr Massen μ, und auf den Gradienten, wenn zwei und mehr Massen μ vorhanden sind. Da durch Addition solcher Massenverteilungen jede beliebige Massenanordnung von n-strahliger regularer Symmetrie hergestellt werden kann, gilt der zu Beginn dieses Absatzes ausgesprochene Satz allgemein.

Fur $n = \infty$ erhält man den wichtigen Spezialfall: Zur Z-Achse, der Achse des Torsionsdrahts, rotationssymmetrische Massen uben keine Wirkung auf die Drehwaage aus.

Demnach kann eine Drehwaage unbedenklich auf einem runden Fuß oder einem regulären Dreibein stehen, ihre Fußschrauben können wie üblich im Winkel von je 120° angeordnet sein, und zwar gilt letzteres nicht nur, wie selbstverständlich, für Messungen in drei Stellungen,

sondern allgemein[1]) Das Zelt, an dem man bei Feldmessungen den Apparat aufstellt, hat zweckmaßig einen runden, quadratischen oder regular sechseckigen Grundriß. Kleinere Gegenstande, wie Thermographen, Akkumulatoren usw. ordnet man am besten so an, daß sie einer n-strahligen Massenverteilung nahe kommen. Arbeitet man in einem Wald mit gleichmaßig verteilten Baumen, so kann man die Wirkung der Baumstamme vernachlassigen, wenn man darauf achtet, daß das Instrument von den nachsten Baumen ungefähr gleich weit entfernt ist usw.

§ 9. Die Konstantenbestimmung.

Zu bestimmen sind die folgenden Konstanten:

m, die Masse je eines der Gewichte,
h, der Hohenunterschied zwischen oberem und unterem Gewicht,
l, die halbe Waagebalkenlange,
K, das Trägheitsmoment des Gehanges,
τ, die Torsionskonstante des Torsionsdrahts,
A, der Abstand Spiegel-Platte bzw. Spiegel-Skala,
p die Anzahl von Reflexionen am Gehängespiegel.

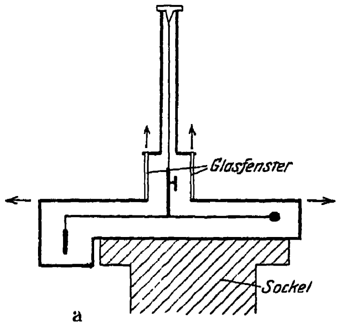
Es genügt, die Konstanten auf 1 % genau zu bestimmen. Denn Krummungsgroßen und Gradienten von mehr als 100 Eotvos-Einheiten sind selten, und eine Genauigkeit von mehr als 1 E kann wegen der nicht genauer ausfuhrbaren Gelandereduktion (s. u.) nicht erreicht werden m, h, l, und A werden direkt gemessen, K und τ werden durch Schwingungsversuche festgestellt. Diese Schwingungsversuche nimmt man zweckmaßig nicht in der Drehwaage vor, sondern in einem Schwingungskasten (Fig. 12), der in seiner Form dem innersten Drehwaagegehäuse ahnelt, aber geraumiger gebaut ist, so daß die zu beobachtenden Schwingungen so gut wie gar nicht gedampft werden und das Eintordieren des Gehänges nicht viel Zeit erfordert. Der Schwingungskasten wird so konstruiert, daß das Gehange muhelos hinein und heraus genommen werden kann, an geeigneten Stellen hat er Glasfenster, um die Ablesung mit Spiegel und Skala zu ermöglichen. Besondere Einrichtungen wie Warmeschutz, Arretiervorrichtung usw. sind nicht unbedingt nötig.

a) Die Bestimmung von m.

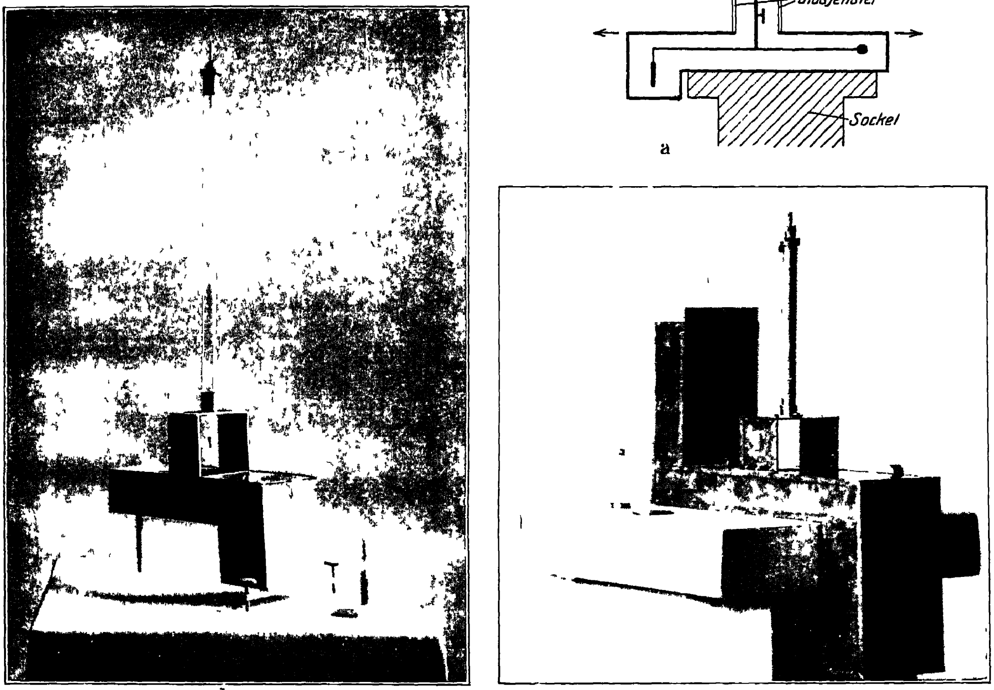
Man nimmt eines der Gewichte ab und wiegt es. Es wäre falsch, das ganze Gehange zu wiegen und sein Gewicht durch 2 zu dividieren.

[1]) Streng genommen nur fur eine Ein-Gehangewaage gültig, bei der der Bezugspunkt in der Symmetrieachse des Fußes liegt.

Der Spiegel und seine Befestigung wiegen immerhin einige Gramm, also mehr als 1 % des Gehangegewichtes, beeinflussen aber die Einstellung des Gehanges wegen ihrer achsennahen Lage so gut wie gar nicht. Die Vernachlassigung der Massen des Gehangebalkens dagegen bedeutet einen viel geringeren Fehler



a



b c

Fig 12 Schwingungskasten fur Gehange- und Drahteichungen a) Schnitt, b) Ausfuhrung fur Gepege-Gehange, c) Ausfuhrung fur Gehange der Askania-Z-Waage (Angefertigt im Geophys Inst Gottingen und im Geodat. Inst Potsdam)

b) Die Bestimmung von h, l und A.

Die Messung von h, l und A kann mit dem Zollstock oder sonst einem einfachen Maßstab hinreichend genau ausgefuhrt werden.

Man mißt h von der mittleren Hohe des oberen zur mittleren Hohe des unteren Gewichts, l mißt man von der Mitte des Waagebalkens zum Aufhangepunkt des das untere Gewicht tragenden Fadens bzw. bei starrer Verbindung der Gewichte mit dem Waagebalken bis uber

die Mitte des unteren oder unter die Mitte des oberen Gewichtes. A wird von der Mitte der spiegelnden Fläche des Gehängespiegels bis zur Platte bzw. Skala gemessen. Ist der Lichtweg gebrochen, so ist die Summe der einzelnen Wegstücke zu nehmen.

c) Die Bestimmung von K durch Schwingungsversuch.

Es wird die Schwingungsdauer des Gehänges mit der Schwingungsdauer eines Gewichts von bekanntem Trägheitsmoment verglichen. Der bei dem Versuch verwendete Eichdraht mit der Torsionskonstante τ_E braucht nicht der Drehwaagedraht zu sein; es ist sogar zweckmäßig, einen Draht mit erheblich größerem τ zu wählen, um gar zu

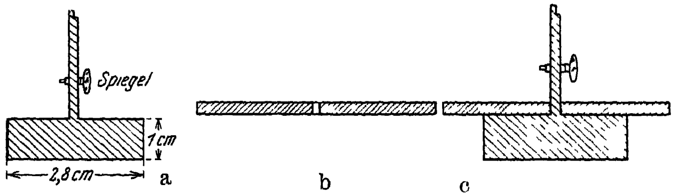


Fig. 13. a) Eichgewicht E, b) Zusatzgewicht Z, c) Z auf E.

lange, schwer zu messende Perioden zu vermeiden. Das Eichgewicht mit dem Trägheitsmoment K_E macht man etwa ebenso schwer wie das Gehänge. Am einfachsten ist ein Messingzylinder, der an einem Ansatz den Ablesespiegel trägt (Fig. 13a).

Damit das hängende Gewicht nicht zu stark pendelt, wird es unmittelbar am Waagebalken aufgehängt, das Gehänge kommt also als eine Art Drehwaage 1. Art in den Schwingungskasten. Bei ganz starrem Gehänge verbietet sich eine ähnliche Maßnahme und ist auch nicht nötig.

Das Gehänge am Eichdraht habe die Schwingungsperiode T, das Eichgewicht habe am selben Draht die Periode T_E. Dann berechnet man K aus der Formel

$$K = K_E \cdot \frac{T^2}{T_E^2}. \tag{13}$$

Hat der Eichdraht die Torsionskonstante 200 und ist $K_E = 50$ CGS-Einheiten, so ist $T_E = 3{,}14$ sec und $T = 62{,}8$ sec; wenn das Trägheitsmoment K des Gehänges 20000 CGS-Einheiten beträgt. Beide Schwingungsperioden sind leicht genügend genau zu messen.

d) Die Bestimmung von τ durch Schwingungsversuch.

An den Drehwaagedraht wird das Eichgewicht gehängt. Die Schwingungsperiode sei T. Dann ist

$$\tau = K_E \cdot \frac{4\pi^2}{T^2}. \tag{14}$$

Bei dem oben angegebenen Wert von K_E ist fur $\tau = 0{,}5$ die Schwingungsperiode T gleich 62,8 sec.

e) Die Bestimmung des Trägheitsmoments K_E des Eichgewichts.

Das Tragheitsmoment des Eichgewichts kann nicht einfach berechnet werden, da sich der Einfluß seines Spiegels schwer genau genug abschatzen laßt. Es wird nach der bekannten Methode der Periodenmessung mit und ohne Zusatzgewicht bestimmt[1]). Ist K_Z das Tragheitsmoment des Zusatzgewichts und sind die Perioden T_{E+Z} und T_Z gemessen, so ist, wenn τ_E die Torsionskonstante des hierbei verwendeten Drahtes bedeutet

$$T_{E+Z} = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{K_E + K_Z}{\tau_E}}, \qquad T_E = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{K_E}{\tau_E}},$$

also

$$K_E = K_Z \cdot \frac{T_E^2}{(T_{E+Z} + T_E)(T_{E+Z} - T_E)} \tag{15}$$

K_Z wird berechnet Hat das Zusatzgewicht die in Fig 13 b angegebene Gestalt eines flachen zylindrischen Ringes, so ist

$$K_Z = \frac{1}{2} M_Z (R^2 - r^2),$$

wobei M_Z die auf der Waage zu bestimmende Masse des Zusatzgewichts, R sein außerer, r sein innerer Radius ist.

Fig. 13c zeigt, wie das Zusatzgewicht auf das Eichgewicht aufgesetzt wird Der Spiegel des Eichgewichts muß nach Aufsetzen des Zusatzgewichtes wieder angebracht werden

Ein Eichgewicht aus Messing von etwa 2,8 cm Durchmesser und 1 cm Hohe hat etwa 50 g Gewicht und ein Tragheitsmoment von 50 CGS-Einheiten. Beim Zusatzgewicht ist darauf zu achten, daß R groß gegen r ist, damit die unvermeidlichen Fehler bei der Messung von r moglichst wenig ausmachen.

f) Die Bestimmung von $\frac{K}{\tau}$ und τ nach Eötvös.

Eotvos[2]) fuhrt den Schwingungsversuch zur Bestimmung von K am Drehwaagedraht in der Drehwaage aus und erhalt sofort das Verhaltnis $\frac{K}{\tau}$:

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{K}{\tau}}, \qquad \frac{K}{\tau} = \frac{T^2}{4\pi^2}. \tag{16}$$

---

[1]) S. z. B. Kohlrausch, Lehrbuch der Praktischen Physik.

[2]) R. Eotvos, 15. Allgem. Konf. d. Intern. Erdmessung, Budapest 1906.

Die Torsionskonstante bestimmt er durch einen Ablenkungsversuch. Neben das untere Gewicht wird möglichst nahe eine große Masse (Bleikugel) M gebracht (Fig. 14). Hierdurch wird der Balken um einen Winkel ϑ abgelenkt. Es ist

$$(17) \qquad \tau \cdot \vartheta = k^2 l M m \frac{1}{e^2},$$

wobei $k^2 = \frac{200}{3} \cdot 10^{-9}$ die Gravitationskonstante ist und e den Abstand zwischen M und m bedeutet.

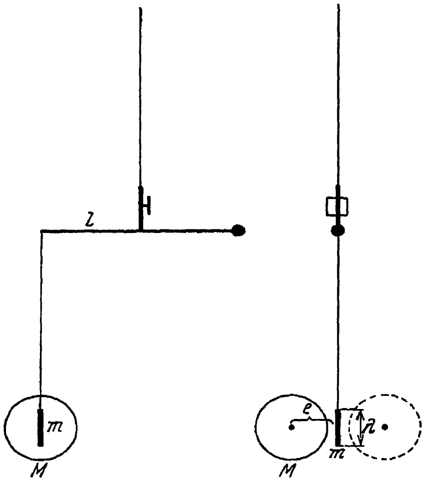


Fig 14 Ablenkungsversuch nach Eötvös

Ist das untere Gewicht keine Kugel, sondern ein Zylinder mit vertikaler Achse und der Länge λ, so ist auf der rechten Seite noch durch $\sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{4 e^2}}$ zu dividieren.

Es ist nicht leicht, e genau genug zu bestimmen. Man wird M so nahe wie möglich an die das untere Gewicht und seine Aufhängung umhüllende Röhre heranbringen und annehmen, daß sich das Gewicht in der Mitte der Röhre befindet Fehler, die dadurch entstehen, daß dies nicht der Fall ist, können durch Umlegen der Masse M in die punktiert eingezeichnete Lage beseitigt werden

g) Der Einfluss der Schwereunterschiede auf die Messung des Trägheitsmoments K.

Alle oben angegebenen Formeln gelten streng nur unter der Voraussetzung, daß sich die Schwere im Instrument bzw. Schwingungskasten nicht ändert. Während die Schwereänderungen auf die Messungen mit dem Eichgewicht wegen dessen geringer Ausdehnung nichts ausmachen, können unter Umständen die Einflüsse des Schwerefeldes auf das schwingende Gehänge so groß werden, daß sie berücksichtigt werden müssen.

Deshalb macht Eötvös seinen Schwingungsversuch in zwei aufeinander senkrechten Azimuten und bestimmt die dem unveränderlichen Schwerefeld entsprechende Schwingungsperiode nach der Formel

$$(18) \qquad \frac{K}{\tau} = \frac{1}{8\pi^2}(T_1^2 + T_2^2)$$

aus den gemessenen Schwingungsperioden T_1 und T_2[1]).

[1]) Da bei Eötvös mit T die Halbperiode bezeichnet wird, steht bei ihm $\frac{1}{2\pi^2}$ an Stelle von $\frac{1}{8\pi^2}$.

Wie eine Abschätzung zeigen wird, ist diese Vorsicht jedoch nur in manchen Fällen nötig. Der Waagebalken sei um den Winkel ε aus der Ruhelage entfernt. Dann greift außer dem von dem tordierten Eichdraht hervorgerufenen Drehmoment $\tau_E \cdot \varepsilon$ ein vom Schwerefeld herrührendes Drehmoment von der Größe $2\,l\,m \frac{\partial g_{(\bar{y})}}{\partial \bar{y}} d\,\bar{y}^{(A)}$ am Waagebalken an [$\bar{y}$ ist wie bisher die zum Waagebalken senkrechte horizontale Richtung]. Mit $d\,\bar{y}^{(A)} = l \cdot \varepsilon$ und $\frac{\partial g_{(\bar{y})}}{\partial \bar{y}} = W_{\bar{y}\bar{y}}$ erhält man:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{K}{\tau_E + K \cdot W_{\bar{y}\bar{y}}}} = 2\pi \sqrt{\frac{K}{\tau_E \left[1 + \frac{K}{\tau_E} W_{\bar{y}\bar{y}}\right]}}$$

$$\approx 2\pi \sqrt{\frac{K\left[1 - \frac{K}{\tau_E} \cdot W_{\bar{y}\bar{y}}\right]}{\tau_E}}$$

Man mißt also $K \cdot (1 - \frac{K}{\tau_E} \cdot W_{\bar{y}\bar{y}})$ statt K.

Hat man den Drehwaagedraht verwendet, so ist $\tau_E = \tau$. Mit $\frac{K}{\tau} = 40000$ erhält man bei einer Schwereänderung $W_{\bar{y}\bar{y}} = 10\,E = 10^{-8}\,\sec^{-2}$ einen Fehler von 0,0004 K, also von 0,4 ‰. Um sich wirklich störend bemerkbar zu machen, muß schon eine Schwereänderung $W_{\bar{y}\bar{y}}$ von 50 E und mehr am Beobachtungsort vorhanden sein. Möglich ist das immerhin, besonders wenn Steinsockel oder Instrumente mit grossen Massen im Laboratorium vorhanden sind.

Bei Verwendung von Eichdrähten mit großer Torsionskonstante τ_E kann die Wirkung des Schwerefeldes unbedenklich vernachlässigt werden.

§ 10. Torsionskonstante und Drahtabmessungen.

Ist ε der Winkel, um den das eine Ende des Drahtes gegen sein anderes Ende verdrillt ist, ist r der Radius des Drahtes, L seine Länge und Φ der Torsionsmodul des Materials in dyn/cm², so ist[1]) das Drehmoment der Torsionskraft:

$$\tau \cdot \varepsilon = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\varepsilon}{L} \cdot r^4 \cdot \Phi, \quad \tau = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{r^4}{L} \cdot \Phi.$$

Da Φ eine Materialkonstante ist, wächst τ mit der 4. Potenz des Radius

[1]) S. z. B. Kohlrausch, Lehrbuch der Praktischen Physik.

und nimmt umgekehrt proportional zur Lange des Fadens ab. Lange, dunne Drahte haben kleines τ, geben große Empfindlichkeit.

Für die vielfach benutzten Platin-Iridium-Drahte ist

$$\Phi = 6000 \text{ bis } 7000 \text{ kg-Gew./mm}^2,$$

also etwa $6 \cdot 10^{11}$ dyn/cm². Bei einer Lange L von 30 cm und einem Durchmesser 2 r von $40\,\mu = 0{,}004$ cm ergibt sich $\tau = 0{,}5 \text{ cm}^2 \text{ gr sec}^{-2}$.

ZWEITES KAPITEL.

Instrumentelles.

§ 1. Einzelheiten der Eötvösschen Drehwaage.

Genauigkeit, Zuverlassigkeit auch unter ungunstigen Bedingungen und bequeme Handhabung sind die wichtigsten Eigenschaften eines Feldinstruments. Speziell fur die Konstruktion von Drehwaagen haben sich in der Praxis die folgenden Forderungen ergeben:

Krummungsgroßen und Gradienten von 1 bis 2 E ($1 \text{ E} = 10^{-9} \text{ sec}^{-2}$) sollen noch mit Sicherheit gemessen werden konnen.

Hierbei muß das Instrument handlich und, wenigstens in zerlegtem Zustand, leicht transportabel sein.

Das Gehange muß sicher arretiert werden konnen, möglichst ohne das Gehause zu offnen.

Zerlegung des Instrumentes und Arretierung des Gehanges soll mit wenigen Handgriffen geschehen

Die Empfindlichkeit darf nicht unnötig groß sein, sonst macht die lange Beruhigungsdauer die Verwendung des Instruments unwirtschaftlich.

Fehlerquellen mussen leicht ermittelt und ihre Wirkungen beseitigt werden können. Insbesondere ist fur ausreichenden Schutz gegen Temperaturschwankungen zu sorgen.

Eine sichere, auf allen Stationen gleichartige Aufstellung muß möglich sein.

Der Beobachter darf die Messungen nicht stören. Deswegen ist automatische, photographische Registrierung der visuellen Ablesung vorzuziehen. Auch sind Registrierungen eine Sicherheit gegen eventuelle Unzuverlässigkeit des Beobachters.

Die Nullage des Torsionsfadens darf sich wahrend einer Messung nicht in störendem Maße ändern.

Die Konstanten des Gehanges und des Drahtes müssen moglichst lange, mindestens wahrend einer mehrere Wochen bis Monate dauernden Messungsreise, hinreichend unverandert bleiben.

Das Instrument, auch seine feineren Teile mussen einen Bahntransport und gelegentlich auch einen Stoß ohne schwere Schadigung vertragen konnen.

Es ist schon EOTVOS gelungen, mit seinen Instrumenten die wichtigsten dieser Forderung zu erfullen, wie es sich am einleuchtendsten daran erkennen laßt, daß trotz mancher zur Verbesserung des Instruments oder zur Erleichterung der Feldarbeiten eingefuhrter Änderungen im wesentlichen die Abmessungen und Konstruktionsgrundlagen der Eotvosschen Instrumente beibehalten sind. Wesentliche Neuerungen sind nur die Einfuhrung der automatischen photographischen Registrierung und die Z-Form des Gehanges.

a) Die Abmessungen der Drehwaage.

Fur die Verwendung in der Praxis sind kleine und leichte Instrumente erwunscht, die jedoch nicht geringere Empfindlichkeit und Zuverlassigkeit haben durfen als die großeren, alteren Typen.

Die Winkelempfindlichkeit ist den Ausdrucken $\frac{K}{\tau}$ und $\frac{m h l}{\tau}$ proportional, die Empfindlichkeit auf Platte und Skala den Ausdrucken $\frac{K \cdot A}{\tau} \cdot p$ und $\frac{m h l \cdot A}{\tau} \cdot p$. Bei Verkleinerung des Instruments auf $\frac{1}{\nu}$ unter Beibehaltung des Materials und der Großenverhaltnisse nehmen K und m h l auf $\frac{1}{\nu^5}$ ab, K · A und m h l · A auf $\frac{1}{\nu^6}$; τ wird nach den in § 10 des 1 Kapitels gebrachten Ausfuhrungen auf $\frac{1}{\nu^3}$ reduziert. Somit ist die Winkelempfindlichkeit beim kleinen Instrument auf $\frac{1}{\nu^2}$, die Empfindlichkeit auf Platte und Skala — p, die Anzahl der Reflexionen am Gehangespiegel, beibehalten — auf $\frac{1}{\nu^3}$ der Empfindlichkeit des großen Instruments herabgesetzt.

Also scheinen kleine Instrumente hinsichtlich ihrer Empfindlichkeit viel ungunstiger zu sein als große. Beachtet man jedoch die Tragfahigkeit des Torsionsdrahts, die auf nur $\frac{1}{\nu^2}$ abnimmt, während das Gewicht des Gehänges auf $\frac{1}{\nu^3}$ reduziert wird, so kann man das

Verhaltnis fur kleine Instrumente wesentlich gunstiger gestalten. Man kann bei Erhaltung des Verhältnisses der Tragfähigkeit zum Gehangegewicht den Durchmesser des Torsionsdrahts auf $\frac{1}{\nu^{\frac{3}{2}}}$ statt nur auf $\frac{1}{\nu}$ reduzieren. Dadurch nimmt τ — Verkurzung der Fadenlange auf $\frac{1}{\nu}$ vorausgesetzt — auf $\frac{1}{\nu^5}$ ab; es ist dann die Winkelempfindlichkeit beim kleinen Instrument dieselbe wie beim großen, und die Empfindlichkeit auf Platte und Skala betragt nicht mehr nur $\frac{1}{\nu^3}$, sondern $\frac{1}{\nu}$

Dieser noch bestehende Nachteil des kleinen Instruments kann durch verhaltnismäßig geringere Verkurzung des Torsionsdrahtes (Gepege-Waage) und durch optische Vergrößerung (Fernrohrablesung und Ablesemikroskop der Gepege- und Haff-Waage) oder Verlangerung des Lichtweges, eventuell doppelte Reflexion ($p = 2$) am Gehangespiegel (Askania-Z-Waage) ausgeglichen werden. Eine sehr starke Verkleinerung der Abmessungen ist nur mit anderem Torsionsdrahtmaterial moglich (s. u. S. 92).

Zwei weitere Ursachen verhindern eine beliebige Verkleinerung der Drehwaage. Als erstes sind die Schwierigkeiten der Herstellung dunner, zuverlassiger Drahte zu nennen. Nur schwer gelingt es, einen einige Dezimeter langen PtIr-Draht von weniger als etwa 30 μ Durchmesser herzustellen, der hinreichend temperaturunempfindlich ist und keine störende elastische Nachwirkung aufweist. NIKIFOROV[1]) nimmt kurzere Drahte, die haufiger die verlangten Eigenschaften zeigen, aber wegen ihrer Kürze eine geringere Empfindlichkeit zur Folge haben.

Als zweites kommen störende Krafte in Betracht, die an der Oberflache des Gehanges angreifen. Sie wirken bei kleinen Instrumenten im Verhaltnis zu den an den Massen angreifenden Gravitationskräften starker als bei großen Instrumenten und können bei zu kleinen Abmessungen die Sicherheit der Einstellung in der Ruhelage in Frage stellen. Hierher gehören vor allem Luftströme, die sich infolge von Temperaturschichtung im Innern des Instruments bilden.

Ein Blick auf die Zusammenstellung der bekanntesten Drehwaagetypen (s. u. S. 104/105) laßt erkennen, daß trotz des Strebens nach kleinen Instrumenten die Größe der im Felde bewahrten Drehwaagen

---

[1]) P. NIKIFOROV, Der neue Typ des Gravitationsvariometers mit kurzen Perioden (russisch). Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. Leningrad, Nr. 3, 308—316, 1927.

durchweg fast die gleiche ist und sich nur wenig von den Abmessungen der altesten Apparate unterscheidet (mit der kleinsten Drehwaage von 1908 hat Eotvos bei Feldmessungen keine Erfolge gehabt).

Das Streben nach großer Empfindlichkeit und nach kleinen Abmessungen der Instrumente braucht nicht ubertrieben zu werden. Die fast stets notwendige Reduktion wegen der topographischen Gestalt des Geländes (s. u. Gelandereduktion) ist nur selten genauer als bis auf 1 Eotvos moglich, und es hat dann wenig Wert fur die Praxis, noch empfindlichere Instrumente zu besitzen. Solange man keine Drehwaagen hat, die ohne Zelt arbeiten und man das recht umfangreiche und schwere Zelt von Station zu Station mitnehmen muß, sind Miniaturdrehwaagen nicht notig Die Z-Waage der Askania-Werke genugt wohl den meisten Anspruchen an Handlichkeit und Transportfahigkeit, die kleine Gepege-Waage und die Haff-Drehwaage durften die Grenze des Erstrebenswerten darstellen.

Die Tabelle auf Seite 104/105 gibt eine Ubersicht uber die Abmessungen der bekanntesten Drehwaagetypen.

b) Das Gehänge.

Die Form, die Eotvos dem Drehwaagegehange gegeben hat (Fig. 15a), ist noch am gebrauchlichsten. Der Waagebalken B tragt an seinem einen Ende das obere Gewicht M_o, an seinem anderen Ende ist der Faden F befestigt, der das untere Gewicht M_u tragt M_o und M_u sind gleich schwer. In der Mitte des Balkens befindet sich der vertikale Ansatz A, der den (oder die) Gehangespiegel G tragt und an seinem oberen Ende mit einer einfachen Vorrichtung zum Anschrauben des an den Torsionsdraht geklemmten oder geloteten Plattchens P versehen ist.

Um dem Idealfall, daß die Masse des Gehanges in den Schwerpunkten von M_o und M_u konzentriert ist, moglichst nahe zu kommen, ist der Waagebalken leicht zu konstruieren und die Gewichte sind aus einem Material mit hohem spezifischen Gewicht herzustellen. Der Waagebalken besteht vielfach aus (innen versteiftem) Aluminiumrohr, bei manchen Drehwaagetypen aus einem kompakten Aluminiumbalken, der dann geringeren Durchmesser hat. Die Gewichte wurden anfanglich aus Platin hergestellt. Meist verwendet man Gold, die Gepege-Waagen haben Gewichte aus Silber.

Von dem das untere Gewicht tragenden Draht F wird verlangt, daß er sich unter der Belastung des Gewichts M_u gar nicht oder nur sehr wenig streckt, weniger wegen der doch nur geringen Änderung der Konstanten h (um störend zu wirken, müßte bei einer Länge h

von 30 cm eine Streckung um 3 mm und mehr stattfinden) als wegen des genauen und sicheren Einpassens in die Arretiervorrichtung. Messing- oder Phosphorbronzedrahte sind geeignet.

Bei Temperaturschichtung im Instrument konnen sich Luftstrome ausbilden. Um ihnen moglichst wenig Angriffsmoglichkeiten zu bieten, ist das Gehange glatt zu konstruieren, und es soll ohne stark vorspringende Ecken und Kanten in das an ihm befestigte Gewicht ubergehen.

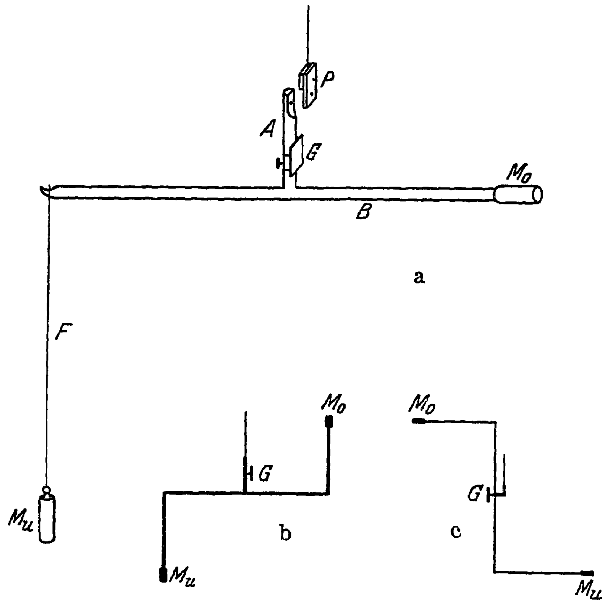


Fig 15. a) Gehänge nach EOTVOS, b) Gehange der Askanıa-Z-Waage nach SCHWEYDAR, c) Gehange der Haalckschen Drehwaage [Gehange des „Gradıometers" sıehe Fig. 35 S 118]

Der Gehangespiegel S muß justierbar sein. Seine Befestıgung ist so zu sichern, daß das muhevolle Nachjustieren nur selten notig ist Bei guten Drehwaagen halt die Justierung jahrelang

Das Gehange darf nicht magnetisch sein Eine ganz geringe Magnetisierung ist bisweilen vorhanden und ruhrt wahrscheinlich von Bearbeitung mit Eisen- und Stahlwerkzeugen her, von denen kleine Späne am Gehänge kleben blieben. Es ist gut, die Verwendung solcher Werkzeuge zu unterlassen. Bei Beachtung dieser Vorsichtsmaßregel kommt es nur sehr selten vor, daß ein Gehange störende Magnetisierung aufweist.

Um Raum zu sparen und das Instrument leichter und handlicher bauen zu konnen, haben die Askania-Werke nach Angeben SCHWEYDARS[1]) den bekannten Z-formigen Waagebalken konstruiert (Fig. 15b). Der aus Aluminiumrohr hergestellte Balken ist in die Form eines liegenden Z gebogen. Die erhebliche Platzersparnis zeigt ein Vergleich zwischen den nahezu gleich empfindlichen Drehwaagen der Askania-

[1]) W. SCHWEYDAR, Über eine neue Form der Drehwage, ZS. f. Geophysik 2, 151—153. 1926.

Werke (Fig. 29a, b). Die Einführung des Z-Gehänges ist einer der wesentlichsten Fortschritte der Drehwaagekonstruktion.

Aus ähnlichen Gründen hat Haalck dem Gehänge seiner Drehwaage die Form eines stehenden Z gegeben (Fig. 15c)[1]).

c) Der Torsionsdraht.

Der Torsionsdraht wird an kleine Plättchen gelotet oder geklemmt und mit diesen am Torsionskopf und am Gehänge angeschraubt (Fig. 15a). Es ist darauf zu achten, daß der Draht an der Lot- oder Klemmstelle senkrecht hängt und nicht gebogen oder geknickt wird. Biege- und Knickstellen sind Angriffspunkte für Störungen. Erfahrungsgemäß sind gebogene oder geknickte Drähte unzuverlässig: die Nullage ist nicht konstant genug, die elastische Nachwirkung groß und die Einwirkung von Temperaturänderungen unregelmäßig.

Der Draht darf sich unter der Belastung durch das Gehänge nicht ziehen. Auch muß der Draht im Feldbetrieb gelegentlich einen Stoß vertragen können, es ist also gut, wenn er nicht bis dicht an die Fließgrenze heran beansprucht wird. Die Tragfähigkeit soll etwa das Doppelte des Gehängegewichts betragen oder mehr.

Je dünner und länger der Draht ist, um so geringer ist sein Widerstand gegen Torsion, um so größer die Empfindlichkeit der Drehwaage, und zwar ist sie der Länge des Drahtes und der 4. Potenz des Drahtdurchmessers proportional. Dem Durchmesser des Drahtes sind untere Grenzen gesetzt: es gelingt nur schwer, dünne hinreichend zuverlässige Drähte von einigen Dezimeter Länge herzustellen. Für die meist benutzten PtIr-Drähte ist ein Durchmesser von etwa 30 μ als untere Grenze anzusehen[2]). Im Prinzip kann die Drahtlänge so groß gewählt werden, wie es bei gegebener Drahtdicke die Empfindlichkeit erfordert, jedoch auch hier ist im Interesse der Handlichkeit des Instruments der Spielraum nicht allzu groß.

Wie die Zusammenstellung der Gehänge- und Drahtabmessungen in der Tabelle auf Seite 104/105 zeigt, werden fast ausschließlich PtIr-Drähte von 30—40 μ Dicke und 25—60 cm Länge verwendet. In letzter Zeit sind auf Anregung von Angenheister[3]) auch Versuche mit Wolframdrähten ausgeführt worden. Wolfram hat einen größeren

---

[1]) H. Haalck, Ein neuer Drehwagetypus, ZS. f. Geophys. 2, 293—297. 1926.

[2]) Vgl. dagegen die Haff-Drehwaage. Über das Herstellungsverfahren der 14 μ dicken Drähte aus einer besonderen Pt-Legierung ist nichts Näheres bekannt.

[3]) G. Angenheister, Beobachtungen an dünnen Drähten, besonders zur Aufhängung der Eötvösschen Drehwage, ZS. f. Geophys. 2, 45. 1926.

Torsionsmodul als Platin und scheint demnach zunachst ungünstiger zu sein. Die mehr als doppelte Tragfahigkeit jedoch ermoglicht es, den Drahtdurchmesser erheblich kleiner zu machen und so die Empfindlichkeit der PtIr-Drahte nicht nur zu erreichen, sondern wesentlich zu ubertreffen. Da eine Erhohung der Empfindlichkeit im allgemeinen nicht mehr erforderlich ist, liegt hier eine Moglichkeit vor, durch Verkurzung des Drahtes handlichere Instrumente herzustellen Einen Vergleich zwischen PtIr- und Wo-Drahten bringt folgende Tabelle nach Versuchen von K. JUNG[1]).

30 μ- und 26 μ-Drahte aus Wolfram erwiesen sich im allgemeinen als zuverlassiger, 21 μ-Drahte als fast ebenso zuverlassig wie die 30 μ-Drahte aus PtIr.

Drahtmaterial	Durchmesser	Lange	Tragfahigkeit[2])	τ	Drehwaagetyp	2 m
PtIr	30 μ	53 cm	65 g	0,15 cgs	Kleine	
Wo	26 μ	53 cm	120 g	0,15 cgs	Gepegewaage	35 g
Wo	21 μ	53 cm	75 g	0,06 cgs	(1925)	
PtIr	36 μ	26 cm	90 g	0,49 cgs	Askania-Z-	
Wo	26 μ	26 cm	120 g	0,23 cgs	Waage	45 g
Wo	30 μ	26 cm	150 g	0,37 cgs		

Frisch gezogene Drahte haben große elastische Nachwirkung, wie auch das gekräuselte Aussehen vermuten laßt Durch langeres Hangen unter Belastung strecken sie sich und werden brauchbar Das kann Wochen, manchmal Monate dauern. Beschleunigt wird dieser Prozeß durch sogenanntes Tempern, d h. Erhitzen des belasteten Drahtes auf mehrere hundert Grad. Das Tempern geschieht entweder durch einfaches Erwarmen in einer Heizrohre oder dadurch, daß man einen elektrischen Strom durch den Draht schickt und ihn auf diese Weise glüht. PtIr-Drahte konnen an der Luft gegluht werden, Wo-Drahte sind in einer sauerstofffreien Atmosphäre zu gluhen. Langes und heftiges Gluhen vermindert die Tragfahigkeit erheblich.

Drähte mit großer elastischer Nachwirkung werden auch meist von Temperaturschwankungen erheblich beeinflußt. Gegen Temperatureinflusse schutzt nur ein sorgfaltig gebautes, gut isoliertes Gehäuse.

[1]) K. JUNG, Drehwaagemessungen im Ries bei Nordlingen, ZS. f. Geophys. 6, 1930 (im Druck).

[2]) Die Tragfahigkeit ist außer von Material und Durchmesser auch von der Behandlung des Drahtes (Gluhen) abhangig.

Jedes Arretieren verändert im allgemeinen die Ruhelage, bei guten Drähten jedoch ist die nach dem Entarretieren auftretende elastische Nachwirkung so gering, daß sie nicht stört. Die Drähte sind nach Möglichkeit im Instrument zu lassen, jedes Auswechseln beeinflußt den Draht hinsichtlich der elastischen Nachwirkung und der Temperaturempfindlichkeit ungünstig[1]). Eine nicht gebrauchte Drehwaage soll unarretiert stehen, damit sich die Drähte aushängen.

Trotz der günstigen elastischen Eigenschaften und der geringen Abhängigkeit von der Temperatur haben sich Quarzfäden im allgemeinen nicht bewährt, sie brechen zu leicht.

d) Der Torsionskopf.

Das obere Ende des Torsionsdrahts ist am Torsionskopf befestigt. Der Torsionskopf muß sorgfältig konstruiert sein. Er ist um seine vertikale Achse drehbar, eine Gradeinteilung ist zum sicheren und raschen Eintordieren des Gehänges nicht unumgänglich nötig, aber wünschenswert. Eine Mikrometerschraube zur Feineinstellung ist notwendig.

Die Spindel des Torsionskopfes, an der der Draht befestigt ist, kann herauf und herab geschraubt werden, horizontale Schlittenverschiebungen parallel und senkrecht zum Gehänge lassen dafür sorgen, daß sich die Mitte des Wagebalkens genau in der Mitte des Gehäuses befindet. Durch die vertikale Verschiebung der Spindel werden Unterschiede in der Drahtlänge, durch die Schlittenverschiebung Ungenauigkeiten der Befestigung des Drahtes, eventuell auch leichte Verbiegungen der den Draht umgebenden Röhren ausgeglichen.

Die Einstellung des Torsionskopfes muß durch geeignet angebrachte Schrauben so sicher fixiert werden können, daß ein Wagen- oder Bahntransport die Justierung nicht verdirbt.

e) Das Gehäuse.

Das Gehäuse trägt den Torsionskopf, die Ablese- und Registriervorrichtung und dient als Schutz gegen Staub, Wind und Temperatur. Es wird bei neueren Instrumenten meist aus Aluminium hergestellt, der innerste Kasten wegen des schnelleren Temperaturausgleichs oft aus Messing oder Kupfer.

Eötvös bereits hat die Drehwaage mit einem dreifachen Gehäuse umgeben. Man ist dabei mit wenigen Ausnahmen geblieben. Es ist

---

[1]) J. Koenigsberger, Über Nullageveränderungen bei geophysikalischen Apparaten mit Metalldrahtaufhängung, z. B. bei der Drehwage von R. Eötvös, ZS. f. Geophys. 2, 257—260. 1926.

auf sorgfältige Isolierung gegen äußere Temperaturschwankungen zu achten. Nach Möglichkeit sind direkte metallische Verbindungen von außen nach dem Innern zu vermeiden. Bei der Arretiervorrichtung, bei Verschraubungen usw. ist temperaturisolierendes Material zwischenzuschalten. An einer gut isolierten Drehwaage bildet die Spindel des Torsionskopfes die einzige direkte metallische Durchführung von außen nach innen.

Jede Gehäusewand selbst soll dagegen in sich die Temperatur möglichst gut leiten, damit Temperaturunterschiede im Instrument schnell ausgeglichen werden.

Bei Temperaturschichtung im innersten Kasten können Luftströme entstehen, die auf die Ruhelage des Gehänges einwirken. Um Wirbelbildung zu vermeiden, ist das innerste Gehäuse glatt zu konstruieren.

Je weiter der Schwingungsraum ist, um so weniger besteht die Gefahr einer Gravitationswirkung der Gehäusewände auf das Gehänge (s. o. S. 76f.), um so weniger leicht wird das Gehänge an seinen Anschlagstellen kleben, aber um so geringer ist auch die Dämpfung, um so länger die Beruhigungsdauer.

Das Kleben des Gehänges an den Anschlagstellen ist eine der lästigsten Störungen im Feldbetrieb. Selbst durch peinlichste Sauberkeit und Anwendung hygroskopischer Substanzen zum Trocknen der Luft im innersten Kasten läßt sich das Kleben bei manchen Instrumenten nicht immer vermeiden. Auswaschen mit Äther ist nicht immer zu empfehlen, da sich Rückstände am Gehänge und den Anschlagstellen festsetzen können und das Kleben eher verstärken als vermindern. K. Jung hat gute Erfahrungen mit Anschlägen aus Kork und Radiergummi gemacht[1]), auch Zelluloid und steifes Papier sollen sich bewähren. Oft ist es gut, nicht die Gewichte selbst anschlagen zu lassen: liegt der Anschlag mehr nach der Mitte des Waagebalkens zu, so ist der Hebelarm, an dem die klebende Kraft angreift, kleiner und sie wirkt nicht so stark, auch kann sich das Gehänge beim Weiterschwingen des Gewichtes wieder losreißen.

Auf dem Gehäuse sind eine Quer- und eine Längslibelle befestigt, bei vielen Instrumenten auch ein Kompaß. Der Kompaß soll die Orientierung des Instruments nach dem magnetischen Meridian ermöglichen, er ist nur dann brauchbar, wenn am Gehäuse keine auf ihn merklich magnetisch wirkende Massen vorhanden sind. Eine Ablesegenauigkeit von etwa 1^0 genügt. Die Libellen müssen nachjustierbar sein, sind

---

[1]) K. Jung, Drehwaagemessungen im Ries bei Nördlingen, ZS. f. Geophys. **6**, 1930 (im Druck).

aber so am Gehause zu befestigen, daß ein Nachjustieren nur selten notig ist. Sonst ist das Aufstellen des Instruments auf nachgiebigem Boden zeitraubend

f) Die Arretiervorrichtung.

Der Gehangebalken wird beim Arretieren angehoben und gegen die obere Wand des Gehauses gedruckt Wird hierbei der ganze Boden des innersten Kastens gehoben, so kann die Arretiervorrichtung auch zur Regulierung der Dampfung dienen Verengern des Schwingungsraumes durch Heben des Bodens verstarkt die Dampfung Um das hangende Gewicht zu arretieren, wird es angehoben, so daß der Faden an dem es aufgehangt ist, entlastet wird, dann wird es von einer Art Iris gepackt und festgehalten Diese Art Arretierung ist nicht immer ganz zuverlassig, bei großeren Transporten, jedenfalls bei Bahntransporten empfiehlt es sich, das hangende Gewicht herauszunehmen. Die Arretiervorrichtung ist in der Schnittzeichnung der Haff-Drehwaage (Fig 32, S. 116) deutlich zu erkennen.

Die Schweydarsche Z-Waage wird ahnlich arretiert Der Balken wird gleichfalls gehoben und an die obere Gehausewand gepreßt Die

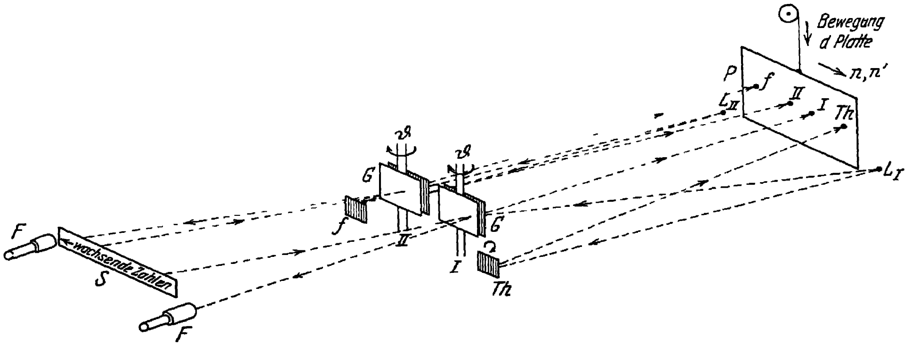


Fig 16 Schema der getrennten visuellen Ablesung und photographischen Registrierung G die Gehangespiegel, f fester Spiegel, Th Thermometerspiegel, L_I, L_{II} Lampen, F Fernrohr, S Skala.

beiden Gewichte, da starr mit dem Balken verbunden, werden nicht festgeklemmt — sonst konnte das Gehange verbogen werden —, sie werden von der Iris nur etwas enger umschlossen.

Stets ist zunachst der Waagebalken zu arretieren, dann erst arretiert man die Gewichte. Beim Desarretieren ist es umgekehrt.

Um bei großeren Transporten genugend gesichert zu sein, kann die Arretierung ihrerseits festgeklemmt werden.

g) Die Ablese- und Registriervorrichtung.

Die visuelle Ablesung erfolgt entweder mit Skala (S), Spiegel (G) und Fernrohr (F) (Fig. 16), oder der Lichtstrahl, der bei photographischer Registrierung auf die Platte (P) fällt, wird durch Vorschalten eines Spiegels (V) abgelenkt und auf eine mit einer Skala versehene Mattscheibe (M) geworfen (Fig. 17a, b). Die photographische Registrierung geschieht auf bekannte Weise (Fig. 16, 17a, c): von der Lampe (L)

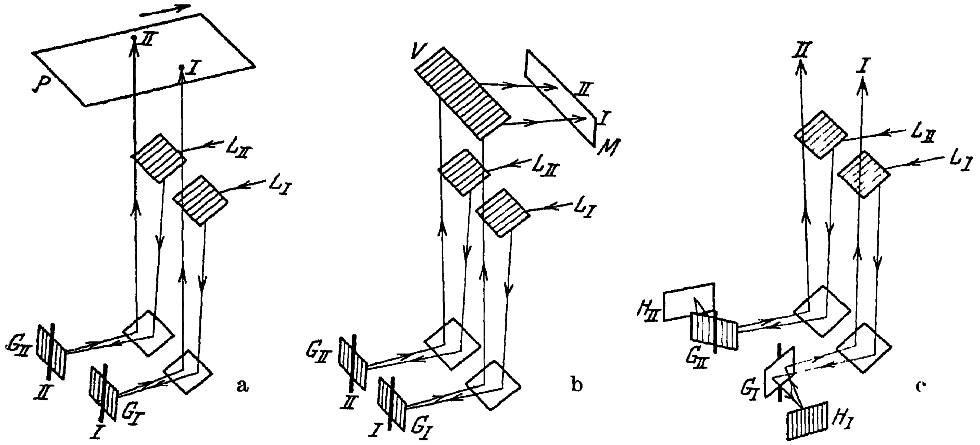


Fig. 17. a) Strahlengang bei der großen Askania-Waage (p = 1), visuelle Ablesung, b) photographische Registrierung, c) Strahlengang bei der Askania-Z-Waage (p = 2). L Lampen, G Gehängespiegel, P Platte, V Vorschaltspiegel, M Mattscheibe, H Hilfsspiegel. [Fester Spiegel und Thermometerspiegel weggelassen.]

geht ein Lichtstrahl aus, trifft den Gehängespiegel (G), wird reflektiert und fällt schließlich auf die photographische Platte (P). Am Gehäuse der Schweydarschen Z-Waage ist noch ein fester Hilfsspiegel (H) angebracht, der den vom Gehängespiegel reflektierten Strahl noch einmal zum Gehängespiegel zurückwirft, so daß zweimalige Reflexion (p = 2) am Gehängespiegel stattfindet (Fig. 17c).

Fig. 18 zeigt eine Platte einer mehrfach wiederholten Registrierung in drei Stellungen (sechs Azimuten).

Bei der zuerst beschriebenen visuellen Ablesung durch Fernrohr und Skala ist eine von der visuellen Einrichtung getrennte photographische Einrichtung notwendig. Diese Anordnung erlaubt bei bereits eingeschalteter Registrierung eine visuelle Kontrolle, was bei Versuchen sehr vorteilhaft sein kann. Für den Feldgebrauch ist es nicht wichtig und ist z. B. bei den bewährten Drehwaagen der Askania-Werke, die durch Einschalten eines Spiegels die photographische Registrierung in eine visuelle Ablesung verwandeln, nicht möglich.

Ein am Gehause befestigter fester Spiegel (f) gibt einen festen Punkt auf der Platte. Dieser feste Punkt gilt bei der Auswertung der Platte als Nullpunkt. Wenn man sicher ware, daß die Platte bei ihrer Verschiebung nicht nach der Seite ausweicht, so konnte man auf den festen Spiegel verzichten und den Rand der Platte als Nullinie nehmen Da bei der Ablesung Genauigkeiten von $^1/_{10}$ mm und mehr erforderlich sind und ein Ausweichen der Platte um solche Betrage wohl moglich ist, wird der feste Spiegel bei den photographischen Registriereinrichtungen angebracht In den alteren Modellen der Haff-Drehwaage wird statt dessen eine Nullmarke auf der Platte eingeritzt

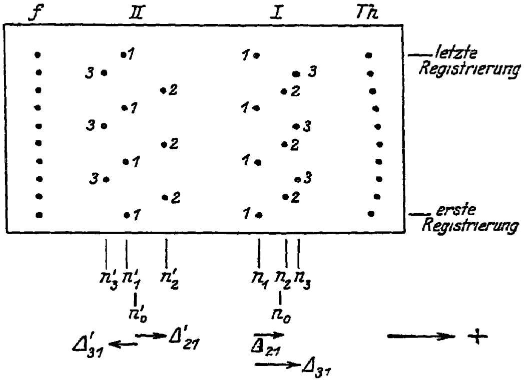


Fig 18. Platte einer mehrfach wiederholten Registrierung in drei Stellungen

Manche Drehwaagetypen haben im Innern ein kleines Metallthermometer. Seine Stellung wird gleichfalls auf der Platte registriert (Th ; Fig. 16, 18) Auf der Drehwaageplatte sind also von jeder Stellung drei oder vier Punkte ein Fixpunkt, zwei Punkte, die die Ruhelage der Gehange angeben, und bei manchen Drehwaagetypen ein Temperaturpunkt.

Diese Punkte liegen auf der Platte angenahert in einer Horizontalen. Um die nachste Stellung der Drehwaage aufzunehmen, wird nach erfolgter Registrierung die Platte senkrecht hierzu verschoben, bei vertikal gestellter Platte der Schwerkraft folgend abwarts, bei den Drehwaagen der Askania-Werke, deren Platte horizontal liegt, in Richtung des Gehanges. An Stelle der Schwerkraft wirkt bei dieser Anordnung eine Feder. Meist laßt man die Platte sich langsam kontinuierlich bewegen, ein Uhrwerk reguliert die Geschwindigkeit. Bei der kleinen Gepege-Waage von 1925 fallt die Platte ruckweise, elektromagnetisch ausgelöst.

Als Lichtquelle dienen zwei kleine elektrische Lampen, je eine fur jedes Gehange. Die eine dieser Lampen beleuchtet auch den festen Spiegel, die andere den Spiegel des Thermometers. Den Strom liefern Taschenlampenbatterien oder andere Trockenelemente. Akkumulatoren sind unbequem zu transportieren und deshalb weniger zu empfehlen.

Lampen, Platten und Batterien mussen uberall leicht beschafft werden konnen. Deshalb sind die neueren Instrumente so gebaut, daß gangbare Typen von Lampen und Batterien und viel gebrauchte Plattenformate Anwendung finden.

b) Die Einrichtung für den automatischen Betrieb.

Die photographisch registrierenden Drehwaagen werden mit Uhrwerken fur automatischen Betrieb ausgerustet Das Einschalten der Lichtkontakte, die Kassettenverschiebung und die Einstellung ins neue Azimut werden selbsttatig geregelt Der Beobachter braucht nur die Uhrwerke aufzuziehen, einzustellen und kann nach beliebig langer Zeit die Platte herausnehmen und entwickeln

Über die Vorteile und Nachteile des automatischen, photographischen Registrierverfahrens ist viel gestritten worden[1]) Eotvos selbst hat Versuche mit photographischer Registrierung vorgenommen, ist aber schließlich bei der visuellen Ablesung geblieben, da nach seiner Erfahrung durch die photographische Einrichtung die Genauigkeit der Einstellung des Gehanges beeinträchtigt wird Pekàr, ein Mitarbeiter von Eotvos, halt an der visuellen Ablesung fest

Die Hauptvorteile der automatischen photographischen Registrierung sind der Besitz eines Dokumentes, die ungestorte Aufstellung des Instruments wahrend der ganzen Messung und die Bequemlichkeit fur den Beobachter, die bei langeren Feldmessungen nicht gering einzuschatzen ist. Nachteilig ist die Unmoglichkeit, Storungen vor dem Entwickeln der Platte zu erkennen.

Die automatische photographische Registrierung wurde zuerst von Hecker bei der von Fechner gebauten Drehwaage des Geodatischen Instituts in Potsdam eingefuhrt[2]) und wird — die von Suess, Budapest, gebauten Original-Eötvos-Instrumente und einige neuere, noch wenig entwickelte Typen ausgenommen — mehr und mehr angewandt.

Zum automatischen Betrieb der Drehwaage sind zwei oder drei Uhrwerke erforderlich:

1. das Kassettenuhrwerk,
2. das Triebwerk fur die Einstellung ins neue Azimut,
3. das Kontaktuhrwerk fur die Lichtkontakte und zum Einschalten des Triebwerks.

---

[1]) D. Pekàr, ZS. f. Instrkde. 1922, 1923, 1925, W. Schweydar, ZS. f. Instrkde. 1921, 1922.

[2]) O. Hecker, Die Eotvossche Drehwage des Kgl. Geodatischen Instituts in Potsdam, ZS. f. Instrkde. **30**, 6—14. 1910.

Bei ruckweiser vertikaler Plattenverschiebung fallt das Kassettenuhrwerk weg in ein Zahnrad greift eine Hemmung ein und halt den Fall der Kassette auf, das Beseitigen der Hemmung, um die Kassette fallen zu lassen, erfolgt elektromagnetisch vom Kontaktwerk aus. Wahrend hier das Kontaktwerk in den Gang der Kassette regelnd eingreift, ist die kontinuierliche, vom Kassettenuhrwerk geregelte Plattenverschiebung vom Kontaktwerk unabhangig

Das Triebwerk dreht die Drehwaage nach erfolgter Registrierung ins neue Azimut Das Triebwerk ist mit dem Drehwaagegehause fest verbunden und greift in einen Zahnkranz ein, der konzentrisch auf dem Fuß der Drehwaage angebracht und mit ihm fest verbunden ist. Fuß und Gehause sind gegeneinander drehbar Ist das neue Azimut erreicht, so wird das Triebwerk durch Anschlag gehemmt. Die Einzelheiten der Hemmvorrichtung sind bei den verschiedenen Drehwaagetypen verschieden Der Anschlag muß weich sein, deshalb vermittelt der an der Azimutschraube anliegende oder in die Azimutkerbe gleitende Hebel auf rein mechanischem oder elektromagnetischem Wege eine Sperrung des Uhrwerks, noch ehe er fest aufgelaufen ist Wenn die Drehung des Instruments ins neue Azimut beginnen soll, werden Anschlag und Sperrung vom Kontaktuhrwerk aus mechanisch oder elektromagnetisch beseitigt Bei den neuesten Drehwaagetypen wird die rein mechanische Auslosung und Sperrung bevorzugt. Anschlage befinden sich bei 0°, 120°, 240° fur Registrierungen in drei Stellungen, bei 0°, 90°, 180°, 270° bzw 0°, 72°, 144°, 216°, 288° fur Registrierungen in vier und funf Stellungen.

Das Kontaktuhrwerk befindet sich bei den Drehwaagen mit rein mechanischer Auslosung und Sperrung des Triebwerkes gleichfalls am Gehause und dreht sich mit Es gibt nach jeder Umdrehung der dem Minutenzeiger entsprechenden Achse einen elektrischen Kontakt, der die Lampen aufleuchten laßt; die Belichtungszeit betragt $^1/_3$ Minute bis einige Minuten. Nach Verlöschen der Lampen wird vom Kontaktwerk aus die Sperrung des Triebwerks beseitigt Der Anschlag im neuen Azimut vollzieht sich ohne Mitwirkung des Kontaktwerks Nach Ablauf einer weiteren Umdrehung des Kontaktwerks beginnt die Registrierung mit dem Aufleuchten der Lampen von neuem

Bei elektromagnetischer Hemmung und Auslosung des Triebwerks kann das Kontaktwerk vom Instrument getrennt an beliebiger Stelle aufgestellt werden. Hierbei ist das auf Seite 78f. uber nicht wirkende Massen Gesagte zu beachten: das Kontaktwerk soll mit anderen Nebenapparaten (Batterie, Thermograph) Massenanordnungen von n-strahliger Symmetrie bilden.

Bei der kleinen Gepege-Waage von 1925 liegt das Triebwerk wahrend der Drehung ins neue Azimut unter Strom. Damit bei abgelaufenem Triebwerk die Drehwaage nicht zwischen zwei Azimuten stehen bleibt und die Batterie nutzlos verbraucht, schaltet sich das Kontaktwerk selbsttatig aus, ehe das Triebwerk abgelaufen ist, so daß die Drehwaage bei noch nicht vollig abgelaufenem Triebwerk in einem der Azimute stehen bleibt. (Die neuere Konstruktion der Gepege-Waage [1927] hat rein mechanische Ubertragung).

Bei manchen Drehwaagetypen kann die Laufgeschwindigkeit des Kontaktwerks verandert werden. Bei den Drehwaagen der Askania-Werke dauert eine Umdrehung 60 oder 40 Minuten, bei der Haff-Drehwaage 60 oder 30 Minuten. Sonst ist eine Beobachtungsdauer von 60 Minuten in jedem Azimut ublich.

Alle Uhrwerke werden bei den neueren Typen mit gut schließendem Staubschutz versehen

i) Der Unterteil der Drehwaage.

Zum Unterteil der Drehwaage gehoren Fuß, Fußschrauben, Stativ und Fußplatte Die Ausfuhrung bei den verschiedenen Drehwaagetypen ist am besten an den Fig. 21 bis 34 zu erkennen.

Je hoher der Bezugspunkt der Drehwaage uber dem Erdboden ist, um so mehr tritt die Wirkung des nahen Gelandes gegen die Wirkung entfernter und tief liegender Massen zuruck, um so kleiner ist die Geländereduktion. Allzu hoch kann man die Drehwaage nicht stellen, sonst wird die Aufstellung unsicher. Die Schwerpunktshohe ist bei den meisten Drehwaagetypen 90 oder 100 cm, der Schwerpunkt der Schweydarschen Z-Waage kann in vier verschiedene Höhen (70 cm, 90 cm, 100 cm, 120 cm) gebracht werden.

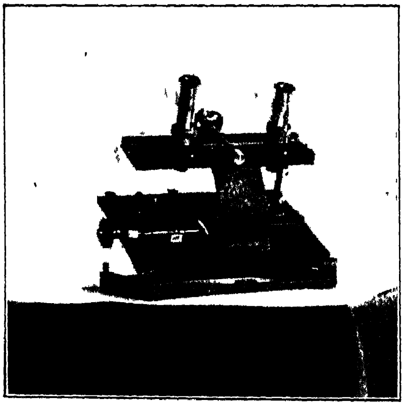


Fig. 19. Ablesemikroskop fur Platten der Gepege-Waagen.

Der Unterteil der Drehwaage gehort zu den nicht mitgedrehten Massen und muß rund sein oder reguläre n-strahlige Symmetrie haben, um auf die Gehange nicht zu wirken.

k) Nebenapparate und weitere Ausrüstungsgegenstände.

1. Zelt. Zur Ausrüstung einer Drehwaagestation gehört vor allem ein doppelwandiges, gut gefüttertes Zelt. Das Zelt muß als nicht mitbewegte Masse regulär n-strahlige Symmetrie haben, die Drehwaage muß möglichst genau in seiner Mitte aufgestellt werden. Meist sind die Zelte rund, quadratisch oder sechseckig.

2. Ablesevorrichtungen. Die Ablesung der Platten geschieht mittels einer mit geeigneter Teilung versehener Glasplatte. Bei den Gepege-Drehwaagen ist wegen der geringeren Empfindlichkeit eine genauere Ablesung erforderlich. Der von der Gepege (Gesellschaft für praktische Geophysik, Freiburg i. B.) konstruierte Ableseapparat ist ein kleiner Komparator (Fig. 19). Er besteht aus zwei starr miteinander verbundenen Mikroskopen, von denen das eine sich über der abzulesenden Platte, das andere über einer Skala befindet. Man stellt das Fadenkreuz des ersten Fernrohrs auf die Punkte der Platte ein und liest am zweiten Mikroskop ab. Die Skala ist in Zehntelmillimeter geteilt, Hundertstelmillimeter werden geschätzt.

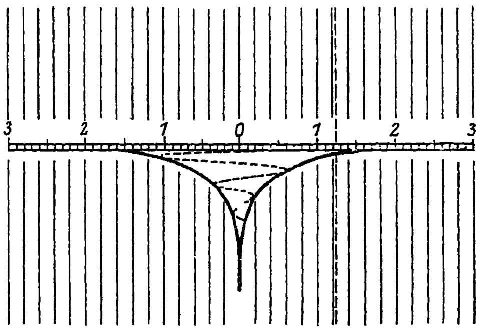


Fig. 20. Platte zum Ablesen der Ruhelage schwach gedämpfter Gehängeschwingungen. Nach S. Ghirin.

Zur Ablesung der Nullage aus der Registrierung einer noch nicht zur Ruhe gekommenen periodischen Schwingung des Drehwaagegehänges hat Ghirin für schwach gedämpfte Drehwaagen eine besondere Glasskala hergestellt[1] (Fig. 20).

Bei Ablesung der Platten ist darauf zu achten, daß wachsende Werte der Ablesung wachsenden Werten des Winkels ϑ entsprechen, den Gehänge und Gehäuse miteinander bilden. Vor Anwendung der Auswertungsformeln auf Seite 71 bis 74 ist nachzuprüfen, ob das bei der Messung zugrunde gelegte Koordinatensystem mit dem bei Ableitung der Formeln benutzten übereinstimmt. Andernfalls sind die Vorzeichen entsprechend zu ändern.

[1]) S. Ghirin, A Pallet for Measuring the Zero-Point Position in the Torsion. Balace (russisch mit englischem Auszug). Bull. of the Institute of Practical Geophysics. Leningrad, Nr. 3, 317—321, 1927.

3. Die photographische Ausrüstung. Besondere Einrichtungen sind nicht nötig. Das Einlegen der Platten in die Kassetten, das Entwickeln und Fixieren kann im Drehwaagezelt vorgenommen werden, wenn es lichtdicht ist. Für genügend Wasser zum Ansetzen der Bäder und zum vorläufigen Wässern ist zu sorgen. Endgültig wässert man am besten im Quartier. Bei kalter Witterung ist ein Spirituskocher zum Erwärmen der Bäder vorteilhaft.

4. Die Nivelliereinrichtung. Um die Geländewirkung berücksichtigen zu können, muß um die Station herum nivelliert werden (s. u. Geländereduktion). Es genügt ein einfacher Feldmeßtheodolith, zum Festlegen der Richtungen genügt jeder Kompaß, zur Messung der Neigung des Geländes am Stationsort ist eine zuverlässige Wasserwaage (Genauigkeit etwa $^1/_{10}{}^0$) erforderlich. Die Entfernungen werden mit Bandmaß abgemessen, oft genügen Bindfäden, die in bestimmten Abständen gut sichtbare Knoten haben. Die auszunivellierenden Punkte sind weit sichtbar zu markieren.

5. Landkarten. Die entfernten Geländehöhen entnimmt man den Meßtischblättern 1 : 25000. Zur allgemeinen Übersicht eignen sich Karten 1 : 50000. Je nach der Stationsdichte sind diese Karten auch zum Einzeichnen der Ergebnisse geeignet. Bei ganz engem Stationsnetz allerdings werden hierzu Spezialkarten in größerem Maßstab anzuwenden sein.

6. Beobachterzelt. Zur Unterbringung der Nebeninstrumente, zum Aufenthalt der Beobachter und als regensicherer Platz zur Ausführung der Auswertungen ist ein Beobachterzelt mitzunehmen, dessen Größe und weitere Ausrüstung sich nach den Ansprüchen und der Zahl der Beobachter sowie nach Art und Beschaffenheit anderweitiger Unterkunftsmöglichkeiten richtet.

7. Transportmittel. Zum Transport der gesamten Drehwaageausrüstung ist ein Automobil am geeignetsten. Selbst bei wenig umfangreicher Nebenausrüstung ist ein Fuhrwerk erforderlich. Bei engem Stationsnetz wird meist das Beobachterzelt stehen gelassen und nur die Drehwaage mit ihrem Zelt von Station zu Station transportiert. Hierbei haben sich gefederte zweirädrige Karren vielfach bewährt, auf denen man das unzerlegte Zelt und die verpackte Drehwaage gleichzeitig transportieren kann. In unwegsamem Gelände müssen die Einzelteile von Zelt und Instrument getragen werden. Hilfseinrichtungen wie Tragbahren, Tragriemen usw. in verschiedener Art werden dabei angewandt.

l) Die zur Vermessung einer Station benötigte Zeit.

Trotz gelegentlicher Maßnahmen zur Herabsetzung der Beruhigungsdauer des Gehanges rechnet man im allgemeinen zur Messung in einem Azimut eine Stunde, also mindestens drei Stunden fur eine Station Bei den alteren Drehwaagetypen konnte man wegen der Empfindlichkeit gegen Temperaturanderungen nur in der Tageszeit mit gleichmaßigstem Temperaturverlauf, d h nachts messen Mit den neueren Instrumenten kann man zu jeder Tageszeit arbeiten, jedoch empfiehlt es sich, das erste Azimut zu wiederholen, also vier Stunden auf einer Station zu registrieren. Unter gunstigen Umstanden konnen somit drei Stationen taglich von einem Instrument erledigt werden, eine am Vormittag, eine am Nachmittag, eine in der Nacht. Will man zur Sicherheit mehrere Serien von Registrierungen auf der Platte haben, so sind selbst bei Messung in dreimal drei Azimuten noch zwei Stationen taglich moglich Naturlich gilt dies nur bei kurzem, wenig Zeit raubendem Transport und genugend Mannschaft zum Vorbereiten der neuen Station, zum Nivellieren und zum Umbau Unter ungunstigen Bedingungen, bei langeren Transporten, besonders wenn keine eigenen Transportmittel zur Verfugung stehen, hangt die pro Station aufzuwendende Zeit wesentlich von den Nebenumstanden ab

§ 2. Übersicht über die bekanntesten Drehwaagetypen.

Die Konstanten, die Winkelempfindlichkeit und die Empfindlichkeit der wichtigsten Drehwaagetypen sind auf S 104/105 in einer Tabelle zusammengestellt Geringe Winkelempfindlichkeit bei Drehwaagen mit visueller Ablesung bedeutet nicht, daß kleine Krummungsgroßen und Gradienten nicht abgelesen werden konnen. Durch die Vergroßerung des Ablesefernrohrs konnen kleine Winkelempfindlichkeiten ausgeglichen werden, wie das besonders auffallig bei der Nikiforovschen Drehwaage der Fall ist. Bei allen im Feld gebrauchten Drehwaagetypen ist die untere Grenze der noch mit Sicherheit festzustellenden Krummungsgroßen und Gradienten etwa 1 E ($= 10^{-9}$ sec^{-2}).

1. Die einfache Eotvössche Drehwaage von 1890, genannt „Horizontalvariometer“[1]) (Fig 21)

Dieses sehr einfache Instrument ist die erste mit Erfolg im Feld gebrauchte Drehwaage. Sie hat nur ein Gehänge und muß deshalb in

[1]) Roland v. Eotvos, Untersuchungen uber Gravitation und Erdmagnetismus, Ann. d. Phys. u. Chem. **59**, 370. 1896 D. Pekár, Naturwiss. **16**, 1080. 1928.

Konstanten und Empfindlichkeit

Instrument	m g	h cm	l cm	Draht- material
1. Eötvös Einfache Drehwaage 1890	30	103	13,2	Pt Ir
1a. „ Krümmungsvariometer 1890	30	—	15	Pt Ir
2. „ Einfache Drehwaage 1898	25,4	64,8	20	Pt Ir
3. „ Doppelte „ 1902	28,1	67,0	20	Pt Ir
4. „ Doppelte „ 1924	29,5	60,0	20	Pt Ir
5. „ Kleine dopp. „ 1908	8,1	31,5	10	Pt Ir
5a. „ „ „ „ 1925	8,5	31,7	10	Pt Ir
6 „ Kleinste „ 1908	1,4	20,3	5	Quarz, Pt Ir
7. „ Dreifaches Krümmungsvariometer 1909	8,6	—	11	Pt Ir
8. Hecker-Fechner, Geod. Inst Potsdam	28	69	19,5	Pt Ir
9. Schweydar-Askania-Werke Große Drehwaage	30,8	61,2	20	Pt Ir
10. „ -Askania-Werke Z-Waage	22,5	45,0	20	Pt Ir Wo Wo
11. Hecker-Gepege, Kl. Modell 1925	17,0	37,3	11,1	Pt Ir Wo Wo
12. „ „ Gr. Modell 1927	18,0	45,2	16,2	Pt Ir Wo
13. Haff, Modell 1928 {dünner Draht / dicker „}	3,6	27	11	Pt = Leg.
Modelle 1929 langer Lichtweg	11	33	11	Pt = Leg.
Modelle 1929 kurzer „	11	33	11	Pt = Leg.
Modelle 1929 langer „	12	33	11	Pt = Leg
14. Oertling (London)	25	55	20	Pt Ir
15. Nikiforov	30	60	25	Pt Ir
16. Haalck	30	50	19	Pt Ir
19. Tsuboi (Quarz und Glas)	0,25	20	10	Quarz

[1]) Z. Teil nur ungefähr.

der bekanntesten Drehwaagentypen.

Draht- Durchmesser µ	Draht- Länge cm	K[1]) cgs	τ[1]) cgs	A cm	p	Für 1 Eötvös ist[1]) $\vartheta - \vartheta_0$ Krg. "	$\vartheta - \vartheta_0$ Grad. "	$n - n_0$ Krg mm	$n - n_0$ Grad. mm
40	110	10 800	0,23	(≈ 150)	1	(9,7)	(36)	(0,14)	(0,53)
40	150				1				
40	56	21 100	0,46	61,6	1	9,5	15	0,056	0,088
40	56				1				
40	56				1				
20	40				1				
20	50	1 760	0,035	45	1	10	16	0,046	0,069
	45	90	0,0046	97	1	4,1	6,4	0,039	0,060
20	56				1				
40	60			31	1				
40	56	26 700	0,49	74	1	11	16	0,080	0,11
{36	{28		{0,47			{8,6	{8,8	{0,076	{0,079
26	28	19 500	0,23	46	2	18	18	0,16	0,16
30}	28}		0,37}			11}	11}	0,097}	0,10}
{31	{50		{0,15			{6,2	{9,7	{0,014	{0,021
21	50	4 500	0,066	22,8	1	14	22	0,031	0,049
26}	50}		0,12}			7,7}	12}	0,017}	0,027}
{30	{50	9 600	{0,12	23,4	1	16	23	0,037	0,052
26}	50}		0,12}						
		1 000	{0,02		1	10	11		
			0,06}			3,5	3,7		
14	10	2 700	0,045	19,8	1	12	18	0,024	0,035
14	10	2 700	0,045	75	1	12	18	0,090	0,13
14		3 000	0,050	98	1	11	18	0,12	0,17
40	60	22 000	0,5		1	11	9		
	2		16''		1		0,6		
40	35				1				
5	20	66			1				

fünf Stellungen abgelesen werden. Fernrohr und Skala sind noch nicht am Instrument befestigt, sondern werden getrennt vom Instrument

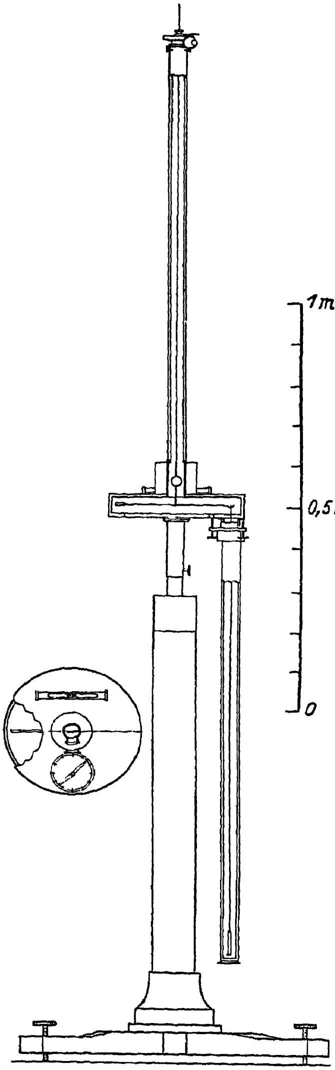


Fig. 21. Eötvössches Horizontalvariometer (Drehwaage 2. Art) von 1890. Nach R. Eötvös, Ann. d. Phys. u. Chem. 1896.

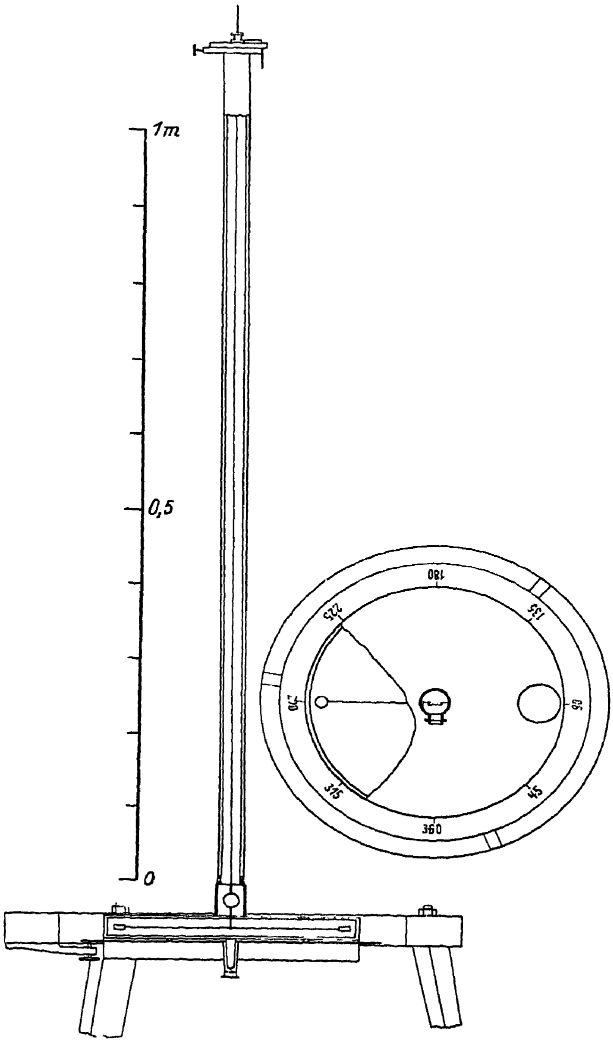


Fig. 22. Eötvössches Krümmungsvariometer (Drehwaage 1. Art). Nach R. Eötvös, Ann. d. Phys. u. Chem. 1896.

in jeder Stellung neu aufgebaut. Das Gehäuse trägt einen festen Spiegel, der zur Justierung von Fernrohr und Skala dient. Die Empfindlichkeit für den Gradienten ist mehr als dreimal so groß wie für die

Krummungsgroße. Die Bezeichnung „Horizontalvariometer“ bezieht sich darauf, daß der Gradient die Veranderlichkeit der Schwere beim Fortschreiten in horizontaler Richtung darstellt (s u. S. 125).

1a. Eotvossches Krummungsvariometer von 1890[1]) (Fig. 22).

Eine Drehwaage erster Art zur Messung der Krummungsgroße mit nur einem Gehange. Das Krummungsvariometer muß in drei Stellungen abgelesen werden. Einzelheiten der Konstruktion wie beim Horizontalvariometer.

2 Eotvossche einfache Drehwaage von 1898[2]) (Fig. 23).

Fernrohr und Skala sind mit dem Gehause fest verbunden, dabei wird der feste Spiegel am Gehause uberflussig und fallt weg Ein brauchbares Feldinstrument, mit dem die bekannten Messungen bei Arad und auf dem Eis des Balatonsees ausgefuhrt wurden Die Arretierung ist noch recht umstandlich Das Instrument wird geoffnet, der Waagebalken festgeschraubt und das hangende Gewicht herausgenommen Eine neuere Ausfuhrung dieses Instruments hat schon Vorrichtungen zum Arretieren des Balkens und des hangenden Gewichts von außen. Fur den Gradienten ist es etwas empfindlicher als fur die Krummungsgroße.

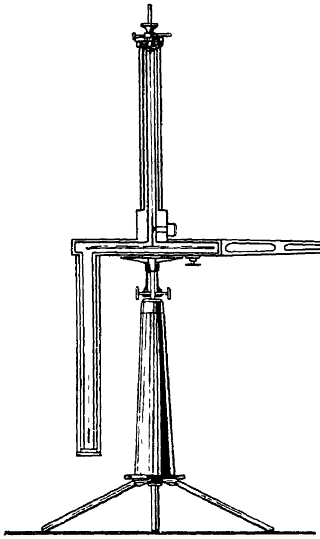


Fig 23 Eotvossche einfache Drehwaage von 1898 Nach D. PEKÀR, Naturwiss 1928.

3. Eotvossche doppelte Drehwaage von 1902[3]) (Fig. 24).

Die erste doppelte Drehwaage mit um 180° gegeneinander gedrehten gleichen Instrumenten. Es wird in drei Stellungen (= 6 Azimuten) abgelesen. Dieses Instrument diente bei der Konstruktion der Hecker-Fechnerschen Drehwaage als Vorbild. Wie bei allen Eotvos-Instrumenten ist nur visuelle Ablesung moglich.

1) ROLAND v. EOTVOS, Ann. d Phys. u. Chem. **59**, 369. 1896; D. PEKÀR. Naturwiss. **16**, 1086, 1928.

2) ROLAND v. EOTVOS, Verhandl d. 15. Konf. d. Intern. Erdmessung, Budapest 1906, I. Teil, S. 342/343; D. PEKÀR, Naturwiss. **16**, 1081. 1928.

3) ROLAND v. EOTVOS, Verhandl. d. 15. Konf. d. Intern. Erdmessung, Budapest 1906, Teil I, S. 343; D PEKÀR, Naturwiss. **16**, 1082. 1928.

4 Eotvossche doppelte Drehwaage von 1924[1])

Das Gehause dieses von PEKÀR konstruierten Instruments ist der Gewichtsersparnis wegen fast ganz aus Aluminium hergestellt, die Gewichte sind aus Gold statt wie bisher aus Platin. Vorrichtungen zum

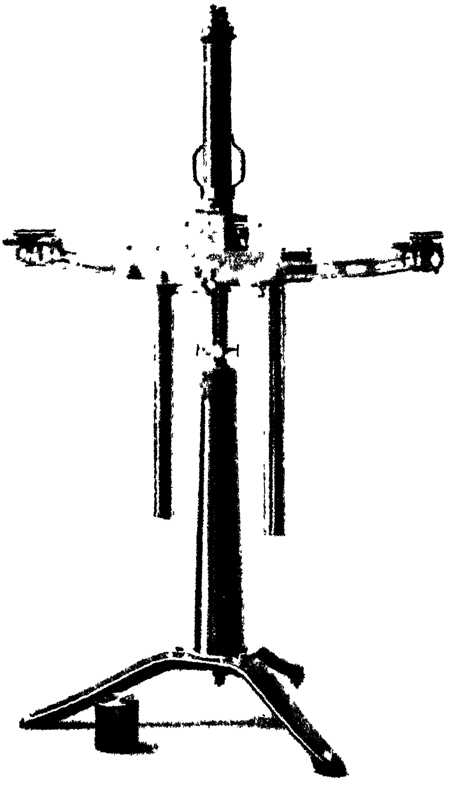


Fig 24 Eotvossche doppelte Drehwaage von 1902. Nach D PEKÀR, Naturwiss. 1928

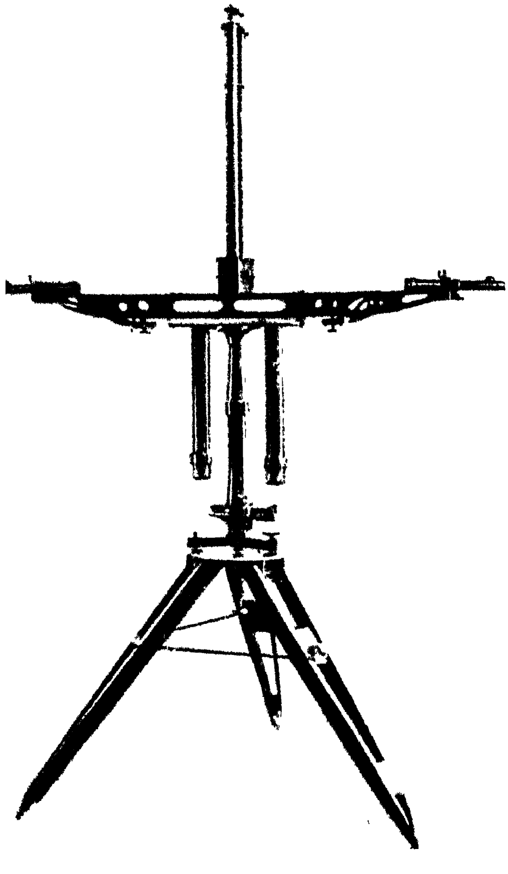


Fig 25. Kleine doppelte Eotvossche Drehwaage von 1908 Nach D. PEKÀR, Naturwiss 1928

Arretieren des Balkens und des hangenden Gewichts von außen sind angebracht. Sorgfaltiger Temperaturschutz ermoglicht zuverlassiges Arbeiten auch bei ungünstiger Witterung und am Tage. Im Ausland, besonders in Amerika viel gebraucht.

---

[1]) D. PEKÀR, Naturwiss. 16, 1083. 1928.

5, 5a, 5b Kleine doppelte Eotvossche Drehwaagen von 1908, 1925, 1927[1]) (Fig 25)

Die Drehwaage von 1908 war Vorbild bei der Konstruktion der Gepege-Waage der Gesellschaft fur praktische Geophysik, Freiburg i B. Die

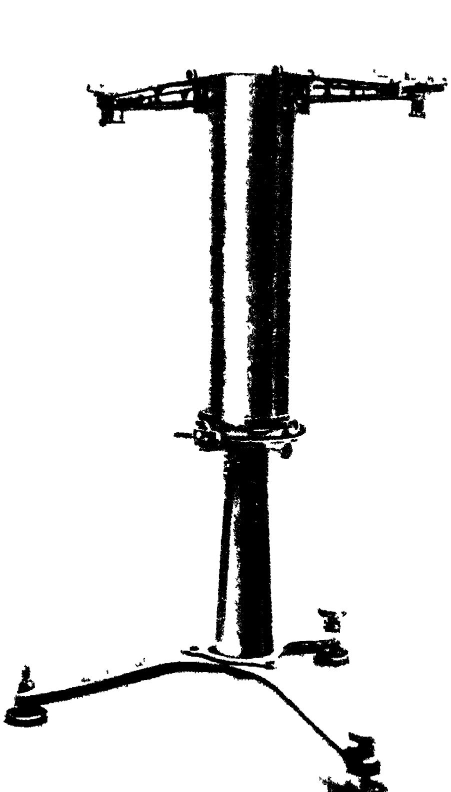


Fig 26 Kleinste doppelte Eotvossche Drehwaage von 1908 Nach D. PEKÀR, Naturwiss 1928.

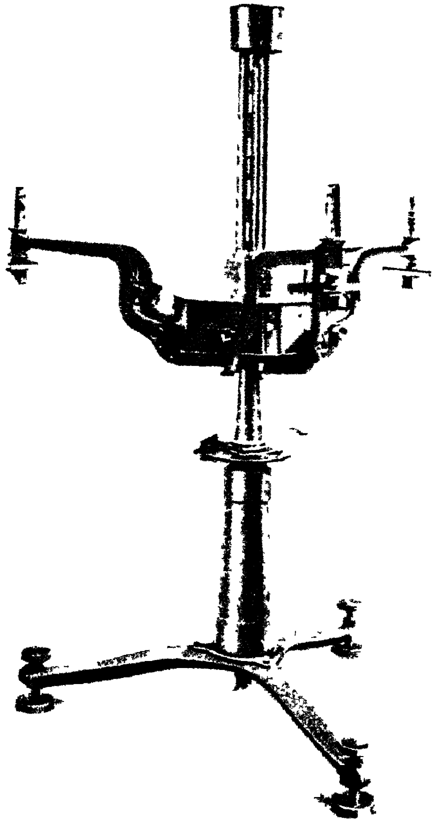


Fig. 27. Dreifaches Eotvossche Krummungsvariometer von 1909. Nach D PEKÀR, Naturwiss 1928.

Instrumente von 1925 und 1927 sind fur den Feldgebrauch sorgfaltig und zweckmaßig durchkonstruiert und haben sich vielfach bewährt.

---

1) ROLAND v. EOTVOS, Verhandl. d. 16. Konf. d. Intern. Erdmessung, London 1909, Teil I, S. 322; D. PEKÀR, Naturwiss. **16**, 1084/1085. 1928.

6. Kleinste doppelte Eötvössche Drehwaage von 1908[1]) (Fig. 26)

Zur Sicherung gegen Temperaturschwankungen wurde das sehr kleine Instrument mit spiraligen, von Wasser durchflossenen Röhren umgeben. Trotz dieser weitgehenden Maßnahme wurden Erfolge nicht erzielt. Die später bei den Drehwaagen der Askania-Werke angewandte Brechung des Lichtweges und Verlegung der Ablesevorrichtung über die Torsionsköpfe (Fig. 17b, S. 96) kommt zum erstenmal bei dieser kleinen Drehwaage vor.

7. Dreifaches Eötvössches Krümmungsvariometer von 1909[2]) (Fig. 27)

Drei Drehwaagen erster Art bilden je einen Winkel von 120° miteinander. Es wird in zwei Stellungen (= 6 Azimuten) abgelesen, eine Ablesung ist überzählig. Die Waagebalken können von außen arretiert werden. Das Instrument ist recht unhandlich, da es nicht flach ist.

8. Die Drehwaage des Geodätischen Instituts in Potsdam (Hecker und Fechner) mit automatischer photographischer Registrierung[3]) (Fig. 28).

Diese meist als Fechnersche Drehwaage bezeichnete doppelte Drehwaage wurde von Prof. Hecker und Obermechaniker Fechner im Geodätischen Institut Potsdam nach dem Vorbild der Eötvösschen Drehwaage von 1902 konstruiert. Sie ist die erste mit automatischer photographischer Registrierung versehene Drehwaage. Die Anordnung von Lampen, Spiegel und Platte zeigt die rechte Hälfte der Fig. 16 (S. 95). Visuelle Ablesung ist nicht vorgesehen. Die Auslösung des Triebwerks zur Einstellung ins neue Azimut erfolgt auf elektromagnetischem Wege von einem von der Drehwaage getrennt aufgestellten Kontaktuhrwerk aus. Auf sorgfältige Temperaturisolierung der drei Kästen des Gehäuses ist geachtet. Der Gehängebalken kann von außen arretiert werden. Später wurde von Schweydar die zunächst fehlende Temperaturregistrierung eingebaut. Das Instrument wurde vielfach bei Feldmessungen verwendet.

---

1) Roland v. Eötvös, Verhandl. d. 16. Konf. d. Intern. Erdmessung, London 1909, Teil I, S. 322.

2) Roland v. Eötvös, Verhandl. d. 16. Konf. d. Intern. Erdmessung, London 1909, Teil I, S. 323, D. Pekár, Naturwiss. **16**, 1087. 1928.

3) O. Hecker, Die Eötvössche Drehwage des Kgl. Geodätischen Institutes in Potsdam, ZS. f. Instrkde. **30**, 6—14. 1910; Bericht über die Eötvössche Drehwage des Kgl. Geodätischen Institutes in Potsdam, Verhandl. d. 16. Konf. d. Intern. Erdmessung, London 1909, Teil II, S. 310—318.

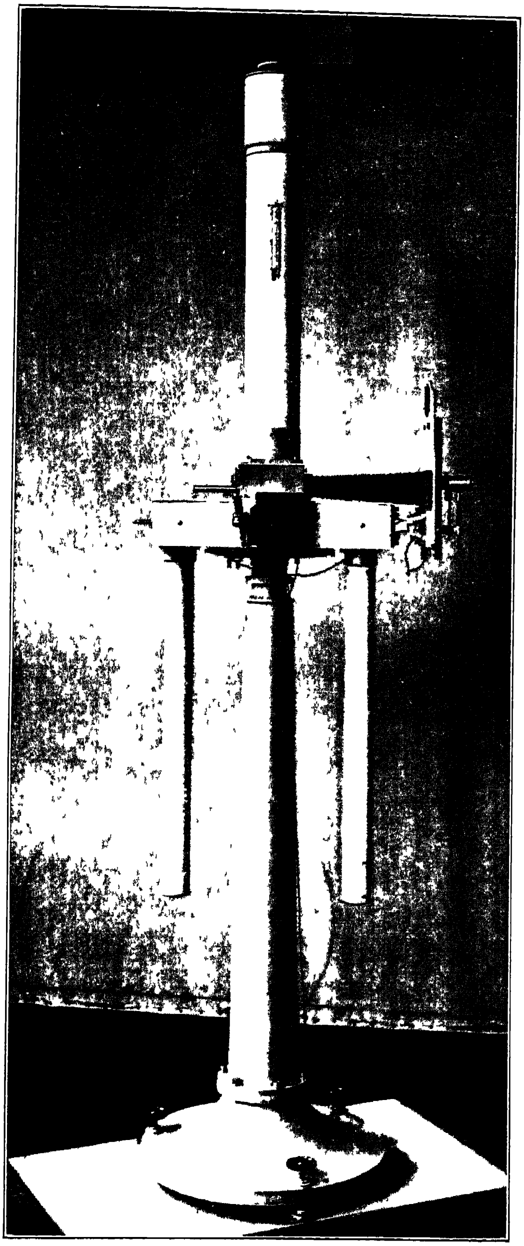


Fig. 28. Drehwaage des Geodätischen Instituts Potsdam (Hecker-Fechner 1910)

9. Die große Schweydarsche Drehwaage der Askania-Werke[1]) (Fig 29a)

Aufbauend auf den bei Messungen mit der Fechnerschen Drehwaage gemachten Erfahrungen hat W. SCHWEYDAR die bekannte große Drehwaage der Askania-Werke konstruiert. Die ersten Modelle ähneln noch in manchen Einzelheiten der Fechnerschen Drehwaage So ist zunächst die Auslösung des Triebwerks wie bei der Fechnerschen Waage elektromagnetisch, das Kontaktuhrwerk wird getrennt von der Drehwaage aufgestellt. Später wird auch das Kontaktuhrwerk am Gehäuse angebracht, die Auslösung des Triebwerks erfolgt mechanisch Von Anfang an befindet sich, wie bei der kleinsten Eötvösschen Drehwaage von 1908, die Registrier- und Ablesevorrichtung oberhalb der Torsionsköpfe Der Lichtweg und die Anordnung der Spiegel ist in Fig 17a, b, S. 96 aufgezeichnet. In der Hauptsache ist photographische Registrierung vorgesehen, durch Vorschalten des Spiegels V werden die Lichtstrahlen auf eine Mattscheibe geworfen, so daß nun visuell abgelesen werden kann. Die visuelle Ablesung ist auch bei offener Platte möglich, gleichzeitige Registrierung und visuelle Ablesung jedoch nicht Temperaturregistrierung ist vorhanden Als Stromquelle für die Lampen genügen Taschenlampenbatterien Der Gehängebalken kann von außen arretiert werden, die hängenden Gewichte werden beim Transport herausgenommen Besondere Sorgfalt wurde auf tadellose Temperaturisolierung angewandt, alle technischen Einzelheiten sind genau durchdacht und sauber ausgeführt. Die große Schweydarsche Drehwaage ist eines der meistgebrauchten Instrumente.

10. Die kleine Schweydarsche Drehwaage der Askania-Werke, genannt Z-Waage[2]) (Fig 29b)

Um Raum und Gewicht zu sparen, die Drehwaage handlicher zu gestalten, hat SCHWEYDAR die bekannte doppelte Drehwaage mit Z-förmigen Gehängen konstruiert. Die Gehänge haben die Gestalt eines liegenden Z und sind starr (Fig. 15b, S. 90). Die Platzersparnis ist aus der Gegenüberstellung der beiden Drehwaagetypen der Askania-Werke in Fig. 29a, b z erkennen. Die Winkelempfindlichkeit der Z-Waage ist etwa halb so groß wie die der großen Drehwaage. Durch

---

[1]) W. SCHWEYDAR, Die photographisch registrierende Torsionswage der Firma Carl Bamberg in Berlin-Friedenau, ZS. f. Instrkde. 41, 175—183. 1921. Prospekt Geo 93 der Askania-Werke, Berlin-Friedenau.

[2]) W. SCHWEYDAR, Eine neue Form der Drehwage, Vortrag auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Göttingen 1925, ZS. f. Geophys. 2, 151—153. 1926. Prospekt Geo 93 der Askania-Werke, Berlin-Friedenau.

doppelte Spiegelung am Gehangespiegel (Fig. 3, S. 55, Fig 17c, S. 96) wird die Empfindlichkeit auf Platte und Skala auf ungefahr die gleiche Hohe gebracht. Konstruktive Einzelheiten sind von der großen Dreh-

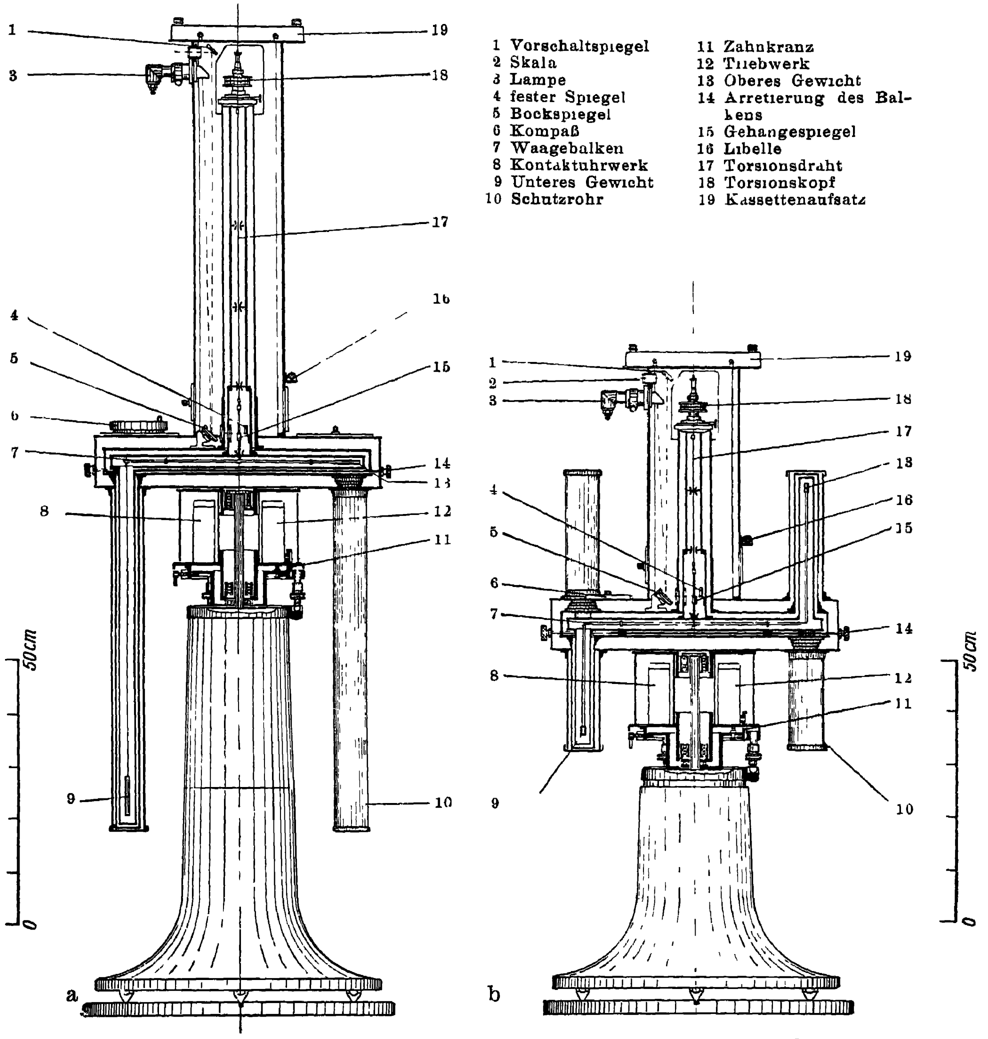


Fig. 29 a) Große Schweydarsche Drehwaage der Askania-Werke, b) Schweydarsche Z-Waage der Askania-Werke.

waage ubernommen. Auch bei der kleinen Drehwaage befindet sich die Registrier- und Ablesevorrichtung oberhalb der Torsionskopfe, als Stromquelle genugen Taschenlampenbatterien. Das Gehange kann von außen arretiert werden. Der Fuß besteht aus drei Teilen: bei

Verwendung nur des untersten Teils ist der Gehangeschwerpunkt 70 cm uber dem Boden, bei Verwendung zweier Teile hat er eine Hohe von 90 cm oder 100 cm, verwendet man alle drei Teile, so liegt er 120 cm hoch. Die Beruhigungsdauer ist auf Stationen mit sicherer Aufstellung etwas mehr als 30 Minuten, bei unsicherer Aufstellung muß man mit langerer Zeit rechnen Deshalb kann das Kontaktuhrwerk so einreguliert werden, daß es entweder alle 40 oder alle 60 Minuten den Lichtkontakt gibt Die Schweydarsche Z-Waage ist wie die große Schweydarsche Drehwaage ein sehr viel gebrauchtes Instrument

11. Die kleine Heckersche Drehwaage der Gesellschaft fur praktische Geophysik, genannt Gepege-Waage (Fig 30).

Nach dem Vorbild der kleinen Eotvosschen Drehwaage von 1908 wurde von der Gesellschaft fur praktische Geophysik (Gepege), Freiburg i B, die kleine (doppelte) Heckersche Drehwaage konstruiert, ein leichtes, verhaltnismaßig billiges Instrument Photographische Registrierung und die Einrichtung fur visuelle Ablesung sind am Gehause einander gegenuber angebracht. Registrierung und Ablesung sind gleichzeitig moglich, es ist nicht notig, einen Spiegel vorzuschalten und dabei das Instrument zu beruhren, ein Umstand, der bei den Drehwaagen der Askania-Werke ein kleiner Nachteil ist. Die Registrier- und Ablesevorrichtung der Gepege-Wagen wurde bei der Konstruktion der Haff-Drehwaage (s u.) fast unverandert ubernommen Den Strahlengang und die Anordnung der Spiegel zeigt Fig 16, S 95 Die Empfindlichkeit ist gering, zum Ablesen der Platte ist ein besonderes Mikroskop notig (Fig 19, S 100) Temperaturregistrierung ist nicht vorhanden. Das Gehause ist leicht so weit zu offnen, daß die Gehange frei liegen Deshalb sind die Gepege-Waagen als Demonstrationsinstrumente besonders geeignet. Die Auslosung des Triebwerks erfolgt elektromagnetisch, das Kontaktwerk wird getrennt vom Instrument aufgestellt, die Kassette fallt ruckweise, elektromagnetisch ausgelost Das Instrument ist so klein und leicht, daß es bequem von einem Mann längere Strecken getragen werden kann. Gehängebalken und hangendes Gewicht werden von außen arretiert. Auf sorgfaltige Temperaturisolation ist wohl zu wenig Wert gelegt Es lassen sich nicht immer gute Ergebnisse tagsuber erzielen. Es ist nötig, die Drehwaage in ein doppelwandiges, gut gefuttertes Zelt zu stellen. Das doppelwandige, ungefütterte Gepege-Zelt genügt im allgemeinen nicht. Ein Staubschutz des Zahnkranzes, in den das Triebwerk eingreift, und der Schleifkontakte, die die Stromzufuhrung zu der Registriervorrichtung und

zum Triebwerk vermitteln, ist nicht vorhanden. Ein mit den Tücken des Instruments vertrauter Beobachter kann zuverlässige Resultate erhalten[1]).

12. Die große Gepege-Waage (Fig. 31).

Das größere Modell der Gepege-Waage von 1927/28 kann als brauchbares Feldinstrument gelten. Es ist nicht so leicht wie die kleine Gepege-Waage, kann aber immer noch unzerlegt von einem Mann getragen werden. Die Mängel der kleinen Drehwaage sind zum großen Teil beseitigt. Staubschutz und Temperaturisolierung sind

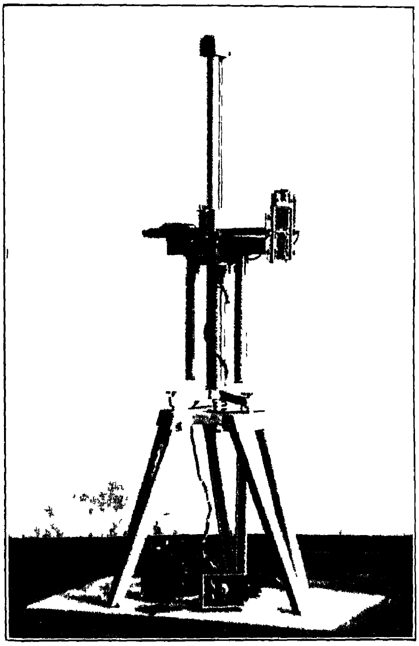


Fig. 30 Kleine Gepege-Waage (1925)

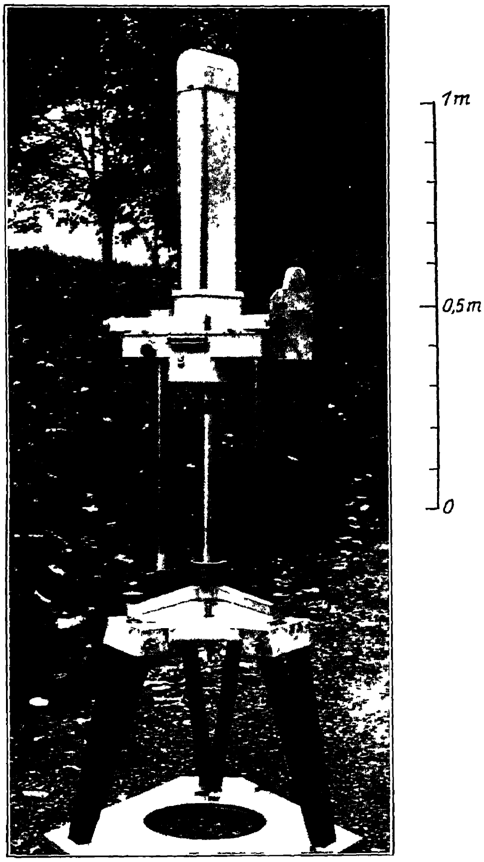


Fig. 31. Große Gepege-Waage (1927).

[1]) H. Holst, Untersuchungen über die Form des Felsuntergrundes des Dreisamtales zwischen Freiburg i. B und Kirchzarten auf Grund von Gravitationsmessungen mit der Drehwage, Dissertation, Freiburg i. B.; H. Holst, Über Gravitationsmessungen mit der Drehwage auf dem Eise des Titisees im Schwarzwald, ZS. f. Geophys. 1, 228—237. 1925; Karl Jung, Ergebnisse von Drehwagemessungen in Schleswig-Holstein, ZS. f. Geophys. 4, 395—400. 1928; Karl Jung, Drehwagemessungen im Ries bei Nördlingen. ZS. f. Geophys. 6 1930 (im Druck).

ausreichend. Die Empfindlichkeit ist verdoppelt, Temperaturregistrierung eingeführt. Das Kontaktuhrwerk befindet sich beim Triebwerk am Gehäuse, die Auslösung des Triebwerks ist rein mechanisch. Die Kassette fällt kontinuierlich, von einem kleinen Uhrwerk reguliert.

13. Die Haff-Drehwaage[1]) (Fig. 32).

Diese kleine, von der Firma Gebr. Haff, Pfronten-Ried, Bayern, im Jahre 1928 gebaute doppelte Drehwaage ähnelt in den Einzelheiten

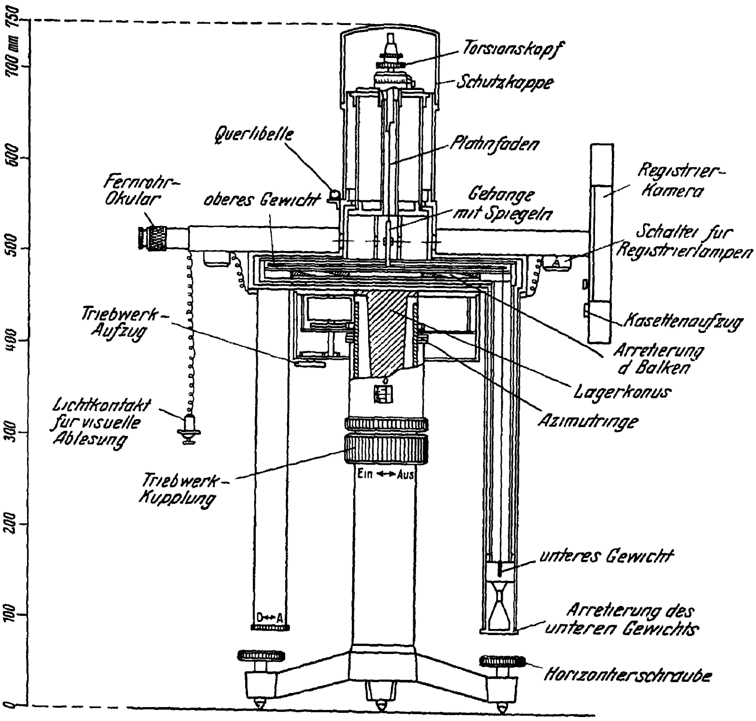


Fig. 32. Haff-Drehwaage, Modell 1929. Nach einer Zeichnung der Firma Gebr. Haff, Pfronten, Bayern.

der sorgfältigen Konstruktion vielfach der großen Gepege-Waage, nur ist die Haff-Drehwaage viel kleiner und handlicher. Nicht nur das Instrument, sondern auch das leichte Zelt kann von einem Mann getragen werden. Gehängebalken und hängendes Gewicht werden von außen arretiert. Statt auf der Platte den festen Punkt aufzunehmen, wird bei den ersten Modellen eine Linie eingeritzt. Es sind zweierlei

[1]) H. Winkelmann, Über die praktische Verwendbarkeit verschiedener Drehwagetypen, insbesondere der Haffdrehwage, Gerlands Beitr. z. Geophys. 19, 321—333. 1928.

Drahte vorgesehen · bei geringeren Anspruchen an die Empfindlichkeit werden dickere Drahte mit kurzer Beruhigungsdauer verwendet, es wird alle 30 Minuten registriert, bei genaueren Messungen mit dunnen Drahten registriert man alle 60 Minuten

14. Die Oertlingsche Drehwaage (London)[1]).

Ihre Abmessungen sind denen der Eotvosschen Drehwaagen vor 1902, 1924 ahnlich. Einige Einzelheiten der Ausfuhrung ahneln den großen Askania-Waage Bei der photographischen Registrierung werden keine Punkte registriert, sondern Skala und Fadenkreuz aufgenommen Sie ist in ihrem Zelt fest montiert und kann von einem außerhalb des Zeltes stehenden Beobachter abgelesen werden Bei kurzen Transporten wird die Drehwaage von außen her arretiert und mitsamt dem Zelt auf einen zweiradrigen Karren geladen.

15. Die Nikiforovsche Drehwaage von 1924[2]) (Fig. 33)

Diese doppelte Drehwaage von mittleren Abmessungen hat Torsionsdrahte von nur 2 cm Lange. Sie ist nur fur visuelle Ablesung eingerichtet, starke optische Vergroßerung gleicht die geringe Winkelempfindlichkeit aus Man liest die Umkehrpunkte der Gehangeschwingung ab. Der kurzen Schwingungsperiode von etwa 5 Minuten entspricht (siehe S 70) eine kurze Beruhigungsdauer, es wird Zeit gespart. Die Schwierigkeiten der Herstellung und Auswahl langer zuverlassiger Drahte fallen zum großen Teil weg. Das Instrument ist leicht und kann mit Stativ von einem Mann getragen werden. In

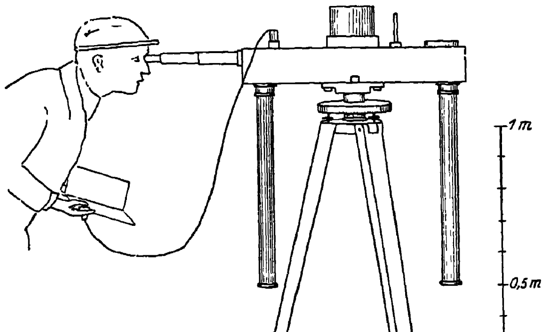


Fig. 33. Nikiforovsche Drehwaage. Nach P Nikiforov, Bull. of the Inst of Pract Geophys Leningrad, Nr 3, 1927.

---

[1]) H Shaw and E. Lancaster-Jones, The Eotvos Torsion Balance and its Application to the Location of Minerals, Mining Mag. Jan. 1925, S. 18—25; Febr. 1925, S. 86—92, The Theory and Practical Employment of the Eotvos Torsion Balance, Mining Mag. April 1927. S. 202—212; Mai 1927, S. 274—282; Juni 1927, S 339—347; Juli 1927, S. 13—22

[2]) P. Nikiforov, Der neue Typ des Gravitationsvariometers mit kurzer Periode, Bull. of the Institute of Practical Geophys., Leningrad 3, 308—316. 1927 (nur russisch).

Rußland wurde es bei einer Reihe von Feldmessungen mit Erfolg benutzt[1])

16 Die Haalcksche Z-Waage[2]) (Fig 34).

Zwei Gehänge in Form eines stehenden Z sind um 90° gegeneinander gedreht. Der Gradient allein kann in zwei um 90° verschiedenen Stellungen (= 4 Azimuten) bestimmt werden, zur Bestimmung von Gradient und Krümmungsgröße sind drei Stellungen nötig Die Drehwaage ist nur für visuelle Ablesung eingerichtet Ein gemeinsames, mit Kork gefüttertes Gehäuse umgibt beide Gehänge Auf Temperaturisolation ist große Sorgfalt verwendet

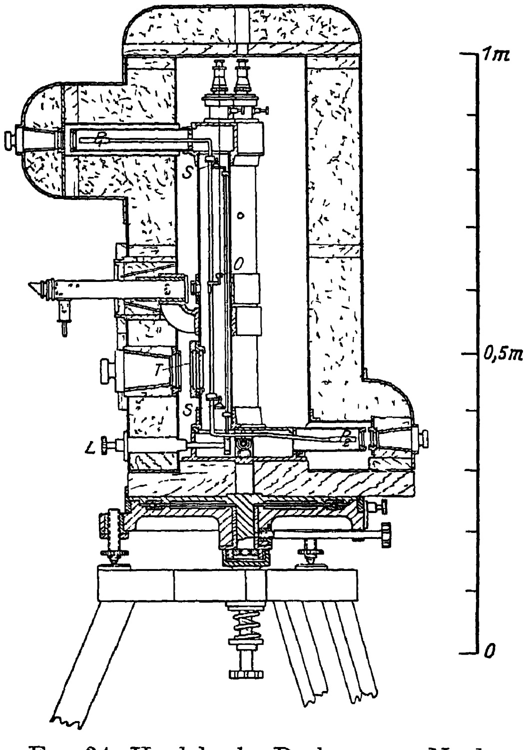


Fig. 34. Haalcksche Drehwaage Nach H. HAALCK, ZS. f Geophys. Bd 2, 1926.

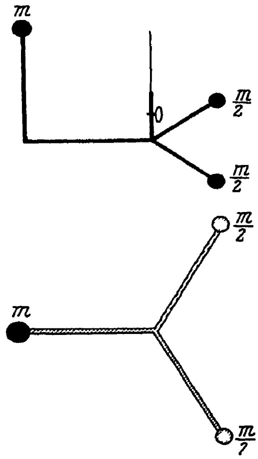


Fig. 35 Prinzip des Gradiometers von SHAW und LANCASTER JONES.

17. Das „Gradiometer" von Shaw und Lancaster Jones[3]).

Das Prinzip des Gehänges zeigt Fig 35. Wie man leicht ableitet, fehlen in der Grundgleichung die Glieder mit $\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$, W_{xy}.

[1]) P. NIKIFOROV, S GHIRIN, A. TERENTIEV, N. VESCHNIAKOW, Gravimetric Researches of Ferruginous Quarzites in the Krivoi Rog Region, Bull. of the Institute of practical Geophys, Leningrad 3, 385—392, 1927 (russisch mit englischem Auszug).

[2]) H. HAALCK, Ein neuer Drehwagetypus, ZS. f. Geophys. 2, 293—297. 1924.

[3]) H. SHAW and E. LANCASTER-JONES, The Gravity Gradiometer, Mining Mag. Mai 1929

Daher mißt das Instrument nur den Gradienten Bei einem Gehange sind drei Stellungen erforderlich.

18. Die Heckersche Viergehange-Drehwaage[1])

In zwei Stockwerken sind vier Gehange untergebracht, in Stellung I liegen die Gehange des einen Stockwerks in den Azimuten 0° und 180°, die des anderen Stockwerks in den Azimuten 60° und 240° Zur Bestimmung von Gradient und Krummungsgroße wird in zwei Stellungen (= 8 Azimuten) beobachtet.

19. Die Quarzdrehwaage von Tsuboi[2])

Das ideale Material fur den Torsionsdraht der Drehwaage ist, wegen seiner elastischen Eigenschaften, Quarz. Bisher haben Versuche, die ublichen Drehwaagegehange an Quarzfaden aufzuhangen, nicht zu Erfolgen gefuhrt, da Quarzfaden zu leicht brechen Neuerdings hat Ch Tsuboi im Earthquake Research Institute, Tokyo, eine Drehwaage ganz aus Quarz und Glas konstruiert Das Quarzgehange wiegt nur 1 g und hangt an einem 20 cm langen, 5 μ dicken Quarzfaden Das Gehause ist aus Glas, der Schwingungsraum im innersten Kasten ist evakuiert. Gehange, Draht und Innenseite des Gehauses sind zum Schutz gegen elektrostatische Krafte, die bei einem Dielektrikum wie Quarz leicht auftreten konnen, versilbert und leitend mit dem Erdboden verbunden Uber Erfolge dieses Instruments ist noch nichts bekannt

20 Die gleichmaßig gedrehte Drehwaage von Kilchling[3]).

Ein Drehwaagegehange wird langsam und erschutterungsfrei durch alle Azimute hindurchgedreht, die Registrierung erfolgt nicht in einzelnen, bestimmten Azimuten, sondern dauernd Auf der Platte erhalt man auf diese Weise eine Kurve, die die Einstellung des Drehwaagegehanges in allen Azimuten wiedergibt. K Kilchling hat die Theorie der gleichmaßig gedrehten Drehwaage entwickelt und eine Aufnahme veroffentlicht. Weitere Erfolge sind noch nicht bekannt.

---

[1]) Vortrag auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Gottingen, Dezember 1925.

[2]) Chuji Tsuboi, A Gravity Variometer made of Vitreous Silica, Proc. Imp. Acad. Tokyo IV, 300—302. 1928.

[3]) Karl Kilchling, Die gleichmaßig gedrehte Drehwage, ZS. f. Geophys. **2**, 134—137. 1926; Messungen mit der gleichmaßig gedrehten Drehwage, ZS. f. Geophys. **3**, 281—285. 1927.

21. Die in Wasser getauchte Drehwaage von TANGL[1]) (Fig. 36).

Um bei großen Massen möglichst dünne Torsionsdrähte verwenden zu können, bringt K. TANGL die Massen einer Drehwaage 1 Art in einem zylinderförmigen, in Wasser getauchten Schwimmkörper unter. Die zusammen etwa 500 g schweren Massen belasten den Torsionsdraht nur mit 15 g Einige Ablenkungsversuche sind gelungen. Bald aber zeigten sich Nullpunktsverlagerungen die keine einwandfreie Messung mehr zustande kommen ließen. Über die weitere Entwicklung des Instruments und weitere Versuche ist noch nichts bekannt

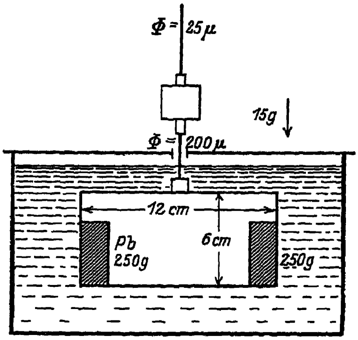


Fig 36. In Wasser getauchte Drehwaage von TANGL Nach K. TANGL, Math. u naturwiss Anzeiger d Akad Budapest 1926

§ 3. Gravitationskompensator und Gravitationsmultiplikator.

Für den Feldgebrauch ist die Empfindlichkeit der Drehwaage im allgemeinen ausreichend Im Laboratorium jedoch kommt es vor, daß zu bestimmten Untersuchungen, z B bei der Messung der Gravitationskonstante, größere Empfindlichkeit erforderlich ist Hierzu hat EÖTVÖS eine an der Drehwaage anzubringende Vorrichtungen konstruiert, die er Gravitationskompensator nennt Eine andere Vorrichtung, der Gravitationsmultiplikator, gestattet sehr genaue Bestimmung der Schwingungsperiode des Gehänges.

a) Der Gravitationskompensator[2]).

Zu beiden Seiten der Gewichte einer Drehwaage erster Art werden je zwei große Massen M angebracht, wie Fig 37 zeigt Diese beiden Massen liegen symmetrisch zur Mitte des Schwingungsraumes einander gegenüber, der Winkel φ, den die Verbindungslinie ihrer Mitten mit der Horizontalebene bildet, kann verändert werden, wodurch die Wirkung des Gravitationskompensators verstärkt oder abgeschwächt werden kann.

---

[1]) KARL TANGL, Versuche mit einer Drehwage, deren Gehänge in Wasser taucht (ungarisch mit deutschem Auszug). Math. u. naturw. Anzeiger d. Akad. d. Wiss. Budapest **43**, 342—356. 1926.

[2]) ROLAND v. EÖTVÖS, Untersuchungen über Gravitation und Erdmagnetismus. Ann. d. Phys. u Chem. **59**, 392ff. 1896.

Liegt der Waagebalken genau in der Mitte des Schwingungsraumes, so üben die Massen M wegen ihrer Symmetrie keine Wirkung auf ihn aus. Bei Entfernung aus der Mittellage wirkt an jedem Gewicht die eine Masse stärker anziehend als die gegenüberliegende; ist der Winkel ε, den das Gehänge mit der Mittellage bildet, klein, so wirkt der Gravitationskompensator dem Betrag von ε proportional. Der Gravitationskompensator wirkt im selben Sinn wie das äußere Schwerefeld, der Torsionskraft des Torsionsdrahtes entgegen. Sei D das Drehmoment des äußeren Schwerefeldes, $G \cdot \varepsilon$ das vom Gravitationskompensator hervorgerufene Drehmoment, so ist

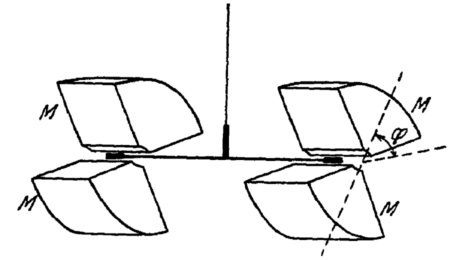


Fig. 37. Gravitationskompensator.

$$\left.\begin{aligned} \tau \cdot \varepsilon &= D + G \cdot \varepsilon, \\ (\tau - G)\,\varepsilon &= D = \bar{\tau} \cdot \varepsilon. \end{aligned}\right\}$$

Man hat also eine Wirkung, als sei die Torsionskonstante τ um den Betrag G kleiner geworden, als wirke nur $\bar{\tau} = \tau - G$. Die Massen M kompensieren durch ihre Gravitationswirkung einen Teil der Torsionskraft des Drahtes (daher die Bezeichnung „Gravitationskompensator“).

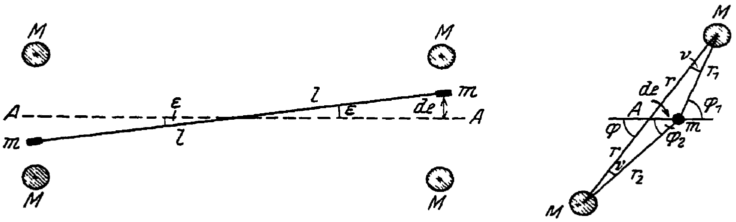


Fig. 38. Zur Theorie des Gravitationskompensators.

Zur Ableitung der Theorie mögen die Massen M punktförmig (oder als Kugeln) angenommen sein. Mit den Bezeichnungen der Fig. 38 ist:

$$G \cdot \varepsilon = 2\,k^2\,l\,m\,M \left\{ \frac{\cos\varphi_1}{r_1^2} - \frac{\cos\varphi_2}{r_2^2} \right\} \cos\varepsilon \approx 2\,k^2\,l\,m\,M \left\{ \frac{\cos\varphi_1}{r_1^2} - \frac{\cos\varphi_2}{r_2^2} \right\}$$

(k^2 = Gravitationskonstante).

Wegen $r_{1,2} = r\,\dfrac{\sin\varphi}{\sin\varphi_{1,2}}$, $\varphi_{1,2} = \varphi \pm \nu$, $\nu \approx \dfrac{d\,e \cdot \sin\varphi}{r}$ ergibt sich mit

einigen Vernachlässigungen, die wegen der Kleinheit des Winkels ν erlaubt sind:

$$G \cdot \varepsilon = 4\,k^2\,l\,m\,M\,\frac{d\,e}{r^3}\,(3\cos^2\varphi - 1) = 2\,k^2\,l\,m\,M\,\frac{d\,e}{r^3}\,(1 + 3\cos 2\,\varphi)$$

Nun ist $\frac{d\,e}{l} = \varepsilon$, $2\,l^2\,m = K$ = Trägheitsmoment des Gehänges, also

$$G \cdot \varepsilon = k^2\,K\,\frac{M}{r^3}\,(1 + 3 \cdot \cos 2\,\varphi) \cdot \varepsilon$$

und

$$\bar{\tau} = \tau - G = \tau - k^2\,K\,\frac{M}{r^3}\,(1 + 3 \cdot \cos 2\,\varphi)\,. \qquad (19)$$

Die Größenordnung der Wirkung des Gravitationskompensators zeigt folgendes Beispiel: Für $M = 40$ kg (Bleikugel von etwas weniger als 10 cm Radius), $r = 10$ cm, $K = 20\,000$ cgs-Einheiten ist $G = 0{,}05 + 0{,}16 \cos 2\,\varphi$. Bei Torsionsdrahten mit $\tau = 0{,}5$ kann z. B. die Empfindlichkeit der Drehwaage fast verdoppelt werden, ist τ kleiner als $0{,}05 + 0{,}16 = 0{,}21$, so kann man je nach der Größe des Winkels φ die Empfindlichkeit beliebig steigern, die Torsionskraft des Drahtes ganz aufheben, so daß das Gehänge labil wird, oder sie gar überkompensieren, daß das Gehänge den vom Gravitationskompensator ausgehenden Kräften folgend zum Rand des Schwingungsraums wandert und dort anliegt.

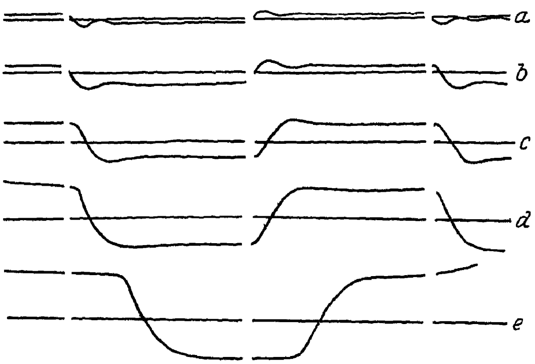


Fig. 39. Registrierung der Wirkung einer Masse von 5 kg in 50 cm Entfernung, a) ohne Gravitationskompensator, b)—e) mit Gravitationskompensator [$\varphi = 90°$, $\varphi = 45°$, $\varphi = 35°$, $\varphi = 27{,}5°$]. Mit wachsender Empfindlichkeit werden die Schwingungen aperiodisch und wächst die Beruhigungsdauer. Nach R. Eötvös, Ann. d. Phys. u. Chem. Bd. 59, 1896.

Bei dem von Eötvös benutzten Instrument war $\tau = 0{,}1478$, $G = 0{,}0446 + 0{,}1396 \cdot \cos 2\,\varphi$, also $\tau - G = 0{,}1032 - 0{,}1396 \cdot \cos 2\,\varphi$. Fig. 39 zeigt nach Aufnahmen von Eötvös die Wirkung der Anziehung einer Masse von 5 kg in 50 cm Entfernung ohne Gravitationskompensator und mit Gravitationskompensator bei verschieden eingestelltem Winkel φ.

Als Gravitationskompensator wirken auch die Wände des das Gehänge umgebenden Gehäuses (siehe S. 76f.). Jedoch reicht deren Masse

nur bei ungünstiger Einstellung des Gehänges aus, um störend merkbar zu werden.

Das Prinzip des Gravitationskompensators ist auch auf die Drehwaage zweiter Art anwendbar.

b) Der Gravitationsmultiplikator[1]).

Der Gravitationsmultiplikar besteht aus einer ablenkenden Masse, die unterhalb des Gehänges so angebracht wird, daß sie in die zum Gehänge symmetrische Stellung umgelegt werden kann. In jeder dieser Stellungen lenkt sie das Gehänge nach ihrer Seite hin ab. Geschieht das Umlegen etwa im Rhythmus der Gehängeschwingung, so schaukelt sich das Gehänge auf. Die erreichte Endamplitude ist abhängig von dem Grad der Übereinstimmung zwischen der Periode des Gehänges und der Umlegeperiode. Ist eine der beiden Perioden bekannt, so kann aus der Endamplitude die andere mit großer Genauigkeit bestimmt werden. Eötvös erhielt bei Perioden von etwa 10 Minuten auf 10 Sekunden Periodenunterschied einen mittleren Unterschied der Endamplituden von 4,5 Bogenminuten.

Drittes Kapitel.

Theorie der Messungen.

§ 1. Die geodätische Bedeutung der mit Pendel und Drehwaage gemessenen Größen.

a) Schwere und Niveauflächen.

Mit dem Pendel wird die Intensität der Schwerebeschleunigung, kurz Schwere genannt, gemessen. Sie ist zahlenmäßig gleich der Schwerkraft, d. h. der Kraft, mit der die Masse 1 g unter Einwirkung der Schwere auf ihre Unterlage drückt. Die Einheit der Schwere ist 1 Gal = 1 cm sec^{-2}, die der Schwerkraft 1 dyn = 1 cm g sec^{-2}. Für die Praxis der Schweremessungen ist vielfach die Einheit 1 Milligal = $^1/_{1000}$ Gal = 10^{-3} cm sec^{-2} gebräuchlich. Die Schwere beträgt im Mittel 981 Gal, Schwereunterschiede auf kleineren Gebieten, wie sie die angewandte Geophysik betrachtet, betragen selten mehr als etwa 50 Milligal.

Die Schwere ist ein Vektor, er setzt sich aus den Komponenten $g_{(x)}$, $g_{(y)}$, $g_{(z)}$ nach der Gleichung

$$g = \sqrt{g_{(x)}^2 + g_{(y)}^2 + g_{(z)}^2} \tag{20}$$

[1]) Roland v. Eötvös, Ann. d. Phys. u. Chem. 59, 398f. 1896.

zusammen (Fig. 40). g ist von den Koordinaten unabhängig. Legt man, wie üblich, die Z-Achse in die Schwererichtung in einem bestimmten Punkt S, so ist $g_{(x)}^{(S)} = 0$, $g_{(y)}^{(S)} = 0$, $g_{(z)}^{(S)} = g^{(S)}$, und in der Nachbarschaft sind $g_{(x)}$, $g_{(y)}$ so klein, daß man sie gegen $g_{(z)}$ vernachlässigen kann.

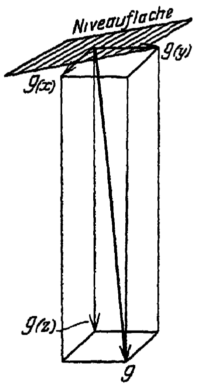


Fig. 40. Schwere u. Niveaufläche.

Die Schwerekomponente $g_{(u)}$ in irgendeiner Richtung u ist nach den Regeln der Vektorrechnung.

$$(21)\quad g_{(u)} = g \cdot \cos(u, g) = g_{(x)} \cdot \cos(u, x) + g_{(y)} \cdot \cos(u, y) + g_{(z)} \cdot \cos(u, z).$$

Bekanntlich hat die Schwere ein Potential[1]) W, d. h. es ist:

$$g_{(u)} = \frac{\partial W}{\partial u} = W_u \text{ und speziell}$$

$$(22)\quad g_{(x)} = \frac{\partial W}{\partial x} = W_x, \quad g_{(y)} = \frac{\partial W}{\partial y} = W_y, \quad g_{(z)} = \frac{\partial W}{\partial z} = W_z.$$

Auf den Äquipotentialflächen (Niveauflächen) W = const ist $W_u = g_{(u)} = 0$, wobei u eine Richtung in der Äquipotentialfläche bedeutet. Die Schwere hat in der Äquipotentialfläche keine Komponente, die Schwere steht auf den Äquipotentialflächen (Niveauflächen) senkrecht, die Schwerkraftlinien sind die Orthogonaltrajektorien der Äquipotentialflächenschar.

Durch Verschieben eines Massenpunktes in der Äquipotentialfläche wird gegen die Schwere keine Arbeit geleistet. Flüssigkeiten sind im Gleichgewicht, wenn ihre Oberfläche eine Äquipotentialfläche bildet. Daher werden die Äquipotentialflächen auch Niveauflächen genannt, eine sehr anschauliche Bezeichnung, die im folgenden angewandt werden soll.

Der Abstand benachbarter Niveauflächen ist umgekehrt proportional der Schwereintensität. Die Gleichungen benachbarter Niveauflächen sind $W = C = \text{const}$ und $W = C + dW = \text{const}$. Ist der Abstand dieser Flächen ds, so gilt $\frac{dW}{ds} = g$, $dW = g \cdot ds = \text{const}$, und in zwei Punkten 1 und 2: $\frac{ds_1}{ds_2} = \frac{g_2}{g_1}$.

---

[1]) Siehe z. B. A. PREY in PREY, MAINKA, TAMS, Einführung in die Geophys. S. 28ff.

b) Isogammen, Gradient, Schwereunterschied.

Wo die Erdoberflache eben ist, bildet sie nahezu eine Niveauflache. Der Unterschied ist so gering, daß er in den meisten Fallen vernachlassigt werden kann: Die Verhaltnisse auf der Niveauflache gelten auch fur die ebene Erdoberflache.

Die Schwere ist auf der Niveauflache im allgemeinen nicht konstant. Ihre Richtung, stets senkrecht auf der Niveauflache, ist fur die Zwecke der angewandten Geophysik hinreichend bekannt, bei Darstellung der Schwereverteilung braucht man nur auf die Intensitat zu achten. Hierzu ordnet man jedem Punkt der Niveauflache seine Schwereintensitat zu und verbindet die Punkte gleicher Schwereintensitat durch Linien, die Isogammen

Die Änderung der Schwere pro Langeneinheit auf der Niveauflache, kurz Schwereanderung genannt, in irgendeiner Richtung u ist $\frac{\partial g}{\partial u} = \frac{\partial}{\partial u}\sqrt{g_{(x)}^2 + g_{(y)}^2 + g_{(z)}^2} = \frac{1}{g}\left(g_{(x)}\frac{\partial g_{(x)}}{\partial u} + g_{(y)}\frac{\partial g_{(y)}}{\partial u} + g_{(z)}\frac{\partial g_{(z)}}{\partial u}\right)$. In S, dem Bezugspunkt der Drehwaage, ist $g_{(x)} = 0$, $g_{(y)} = 0$, $g_{(z)} = g$. also

$$\frac{\partial g}{\partial u} = \frac{\partial g_{(z)}}{\partial u} = W_{zu}, \text{ entsprechend } \frac{\partial g}{\partial x} = W_{zx}, \ \frac{\partial g}{\partial y} = W_{zy}. \tag{23}$$

In der Nachbarschaft des Punktes S, solange nicht die Erdkrummung berucksichtigt werden muß, gelten diese Beziehungen mit hinreichender Genauigkeit, ohne daß es notig wird, von Punkt zu Punkt ein neues Koordinatensystem zu wahlen

Man mißt mit der Drehwaage die Schwereanderung in den (horizontalen) Koordinatenrichtungen. Der Vektor mit den Komponenten W_{zx} und W_{zy} ist der Gradient des skalaren Feldes der Schwereintensitat und wird schlechthin „Gradient" genannt. Gradient und Isogammen stehen auf der Niveauflache in denselben Beziehungen wie der Schwerevektor und die Niveauflachen im Raum:

Der Gradient steht auf den Isogammen senkrecht.

Der Abstand benachbarter Isogammen ist umgekehrt proportional dem Betrag des Gradienten.

Die Komponente des Gradienten in irgendeiner Richtung u auf der Niveauflache gibt die Schwereanderung in dieser Richtung an.

Der Gradient gibt Richtung und Betrag größter positiver Schwereänderung.

Der Gradient wird durch einen in die Richtung größter positiver Schwereänderung weisenden Pfeil dargestellt, dessen Länge dem Betrag

der Schwereanderung entspricht (Fig. 41) Beim Aufzeichnen des Gradienten ist auf die Vorzeichen der Komponenten zu achten.

Fur den Gradienten gelten folgende viel gebrauchte Formeln

$$G = W_{zs} = \sqrt{W_{zx}^2 + W_{zy}^2} = \frac{\partial g}{\partial s}, \quad \text{maximale Schwereanderung ,,Gradient``}$$

(24)

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{W_{zy}}{W_{zx}}, \quad \cos \alpha = \frac{W_{zx}}{W_{zs}}, \quad \sin \alpha = \frac{W_{zy}}{W_{zs}}, \quad \alpha = \text{Winkel (s, x) den der Gradient mit der X-Richtung bildet,}$$

$$W_{zx} = W_{zs} \cdot \cos \alpha, \quad \text{Schwereanderung in der X-Richtung}$$

$$W_{zy} = W_{zs} \sin \alpha, \quad \text{,, ,, Y- ,,}$$

$$W_{zu} = W_{zs} \cos (u, s)$$

$$= W_{zx} \cos (u, x) + W_{zy} \sin (u, x) \quad \text{,, ,, ,, u- ,,}$$

Die CGS-Einheit des Gradienten und seiner Komponenten ist $1 \frac{\text{Gal}}{\text{cm}} = \text{sec}^{-2}$. In der Praxis ist die Eotvos-Einheit gebrauchlich $1\ \text{E} = 10^{-9}\ \text{sec}^{-2}$. Sie entspricht ungefahr der Genauigkeit der Drehwaagemessungen Der in der CGS-Einheit ausgedruckte Gradient gibt die Schwereanderung pro cm in Gal an. Als Regel kann man sich merken. Ein Gradient von 10 E entspricht einem Schwereunterschied von 1 Milligal auf 1 km

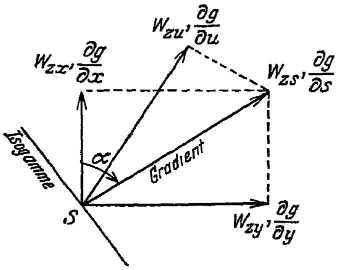


Fig. 41. Gradient und Isogamme

Soll langs eines Weges auf der Niveauflache der Schwereunterschied gegen den Anfangspunkt A bestimmt werden, so ist das Linienintegral des Gradienten uber den Weg zu nehmen bzw. uber das Produkt Gradientenkomponente × Weg zu summieren.

$$(25) \qquad \Delta g = \int_A^B W_{zu}\, du \approx \sum_A^B W_{zu} \Delta u,$$

Beim Verlassen der Niveauflache ist noch ein Glied $\int_{z_A}^{z_B} W_{zz} d z$[1]) hinzuzufugen.

Der Gradient bzw. seine Komponente ist der Differentialquotient der Schwerekurve.

[1]) Wird, da nicht genau genug meßbar, durch die Bouguersche Schwereanderung mit der Hohe (s. u. S. 152f.) ersetzt.

Häufig ist der etwas ungenaue Sprachgebrauch „der Gradient in Richtung u“ für „die Schwereänderung in Richtung u“ oder „die u-Komponente des Gradienten“, der indes kaum Anlaß zu Mißverständnissen gibt.

c) Krümmungen der Niveaufläche, Hauptkrümmungen, Krümmungsgröße.

Die geodätische Bedeutung von $(W_{yy} - W_{xx})$ und W_{xy} ist weniger leicht und anschaulich zu erfassen als die der anderen mit der Drehwaage gemessenen Größen.

W_{yy} und W_{xx} stehen in engem Zusammenhang mit den Krümmungen der Niveaufläche. Fig. 42 zeigt einen durch den Bezugspunkt S der Drehwaage und eine beliebige Richtung u gelegten Normalschnitt der durch S hindurchgehenden Niveaufläche für den Fall positiver und den Fall negativer Krümmung[1]).

Es wird nur die unmittelbare Nachbarschaft von S betrachtet, in der die Schwereintensität g und die Krümmung des Normalschnitts konstant angenommen werden können. Dann folgt aus der Ähnlichkeit der schraffierten Dreiecke

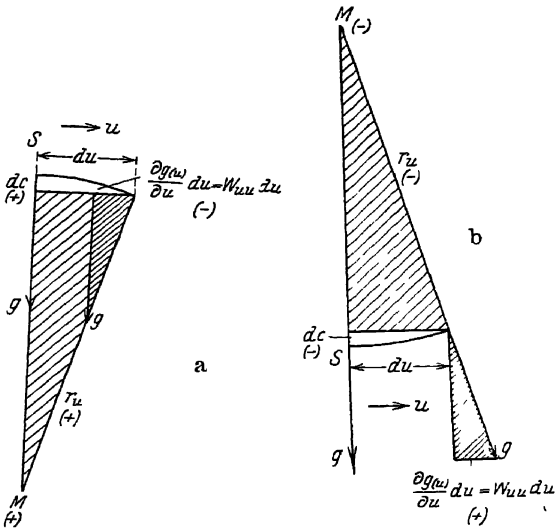


Fig. 42. a) Positive Krümmung, W_{uu} negativ. b) Negative Krümmung, W_{uu} positiv.

$$\frac{du}{r_u} = -\frac{W_{uu}\,du}{g}, \quad W_{uu} = -g\frac{1}{r_u} = -g\,\varkappa_u, \tag{26}$$

d. h. W_{uu} ist der g-fache negative Wert der Krümmung $\varkappa_u$ der Niveaufläche in der Richtung u. Speziell ist

$$\text{(26a)}\quad \begin{aligned} W_{xx} &= -g\frac{1}{r_x} = -g\cdot\varkappa_x, \quad W_{yy} = -g\frac{1}{r_y} = -g\cdot\varkappa_y, \\ W_{yy} - W_{xx} &= -g\left(\frac{1}{r_y} - \frac{1}{r_x}\right) = -g\,(\varkappa_y - \varkappa_x)\,. \end{aligned}$$

[1]) Wenn beim Durchlaufen wachsender Werte von u der Krümmungsmittelpunkt M in positivem Sinn, d. h. von positiver u-Richtung nach positiver Z-Richtung, umlaufen wird, ist die Krümmung positiv, im anderen Fall negativ.

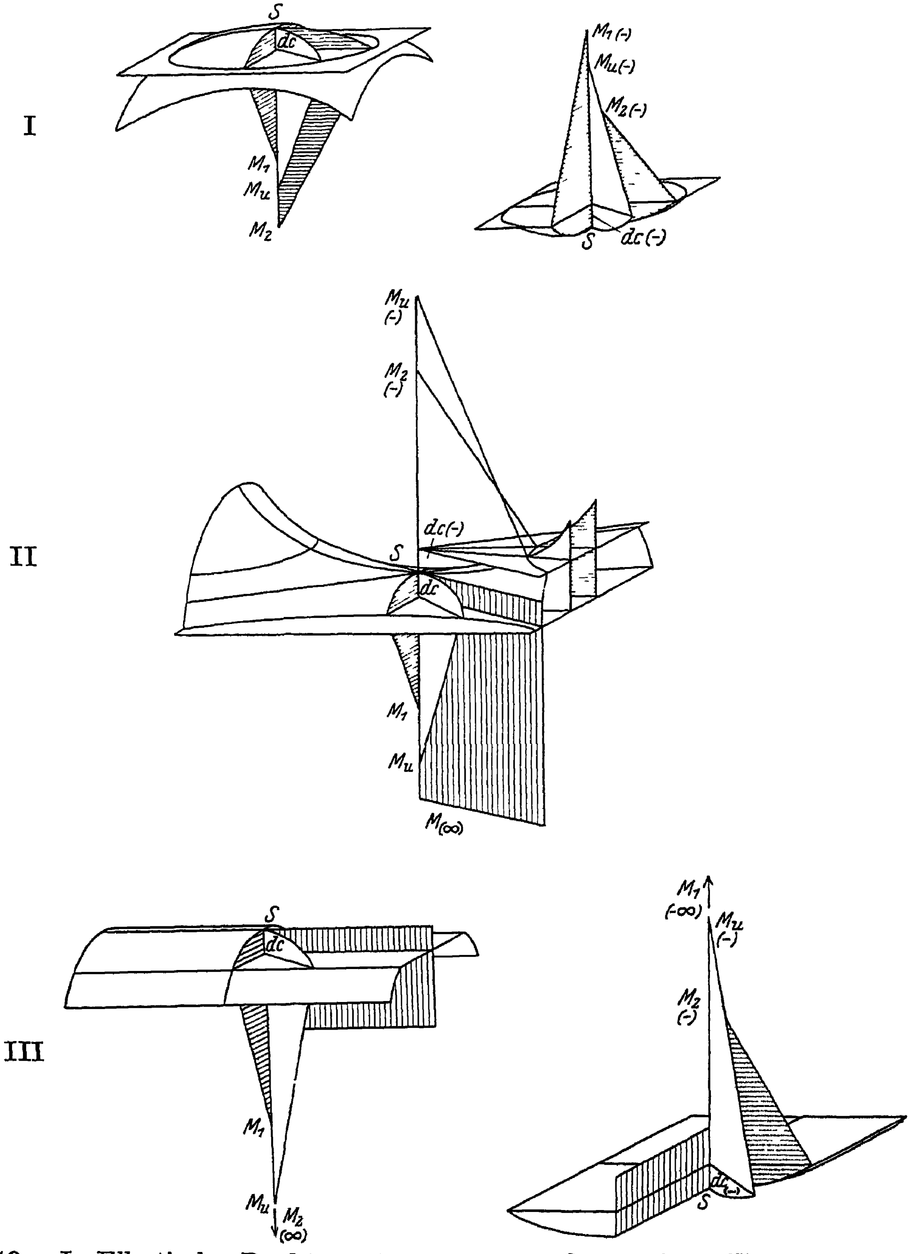


Fig. 43. I. Elliptische Punkte mit positiven und negativen Krümmungen. II. Hyperbolische Punkte. III. Geradenpunkte mit positiven und negativen Krümmungen

Man mißt mit der Drehwaage die g-fache Differenz der Krümmungen der Niveaufläche in den Richtungen X und Y.

Aus $W_{yy} - W_{xx}$ und W_{xy} kann man die Differenz der Hauptkrümmungen und die Hauptkrümmungsrichtungen bestimmen. Um die Zusammenhänge abzuleiten, wird die Niveaufläche von einer dem Horizont in S benachbarten horizontalen Ebene geschnitten (Fig. 43 I, II, III). Da in der Nähe von S nur die ersten und zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials von Null verschieden angenommen werden, ist dort die Niveaufläche eine Fläche zweiter Ordnung[1]), die Schnittkurve mit der horizontalen Ebene eine Kurve zweiter Ordnung und zwar eine Mittelpunktskurve (Ellipse oder Hyperbel), wie auch anschaulich leicht zu erkennen. Damit der Schnitt reell ist, wird er bei positiver Krümmung unterhalb, bei negativer Krümmung oberhalb von S im Abstand dc von S geführt (Z nach unten gerichtet).

Je nach Art der Schnittkurve teilt man die Punkte der Niveaufläche in elliptische Punkte (Fig. 43 I) und hyperbolische Punkte (Fig 43 II) ein. Im Grenzfall artet die Schnittkurve in zwei parallele Geraden aus, solche Punkte seien als Geradenpunkte bezeichnet (Fig. 43 III)[2]). Weitere Sonderfälle sind der Nabelpunkt, ein Spezialfall des elliptischen Punktes, bei dem die Schnittfigur ein Kreis ist, Krümmungen und Krümmungsradien in allen Richtungen gleich sind, und der ebene Punkt, in dem alle Krümmungen Null, alle Krümmungsradien unendlich groß sind

In Fig 42 ist du ein Halbmesser der Schnittfigur. Beachtet man, daß der Winkel bei M sehr klein ist, so läßt sich für beide Fälle (positive und negative Krümmungen) ablesen.

$$du : r_u = 2\,dc \cdot du, \quad du = \sqrt{2\,r_u\,dc}\,,$$

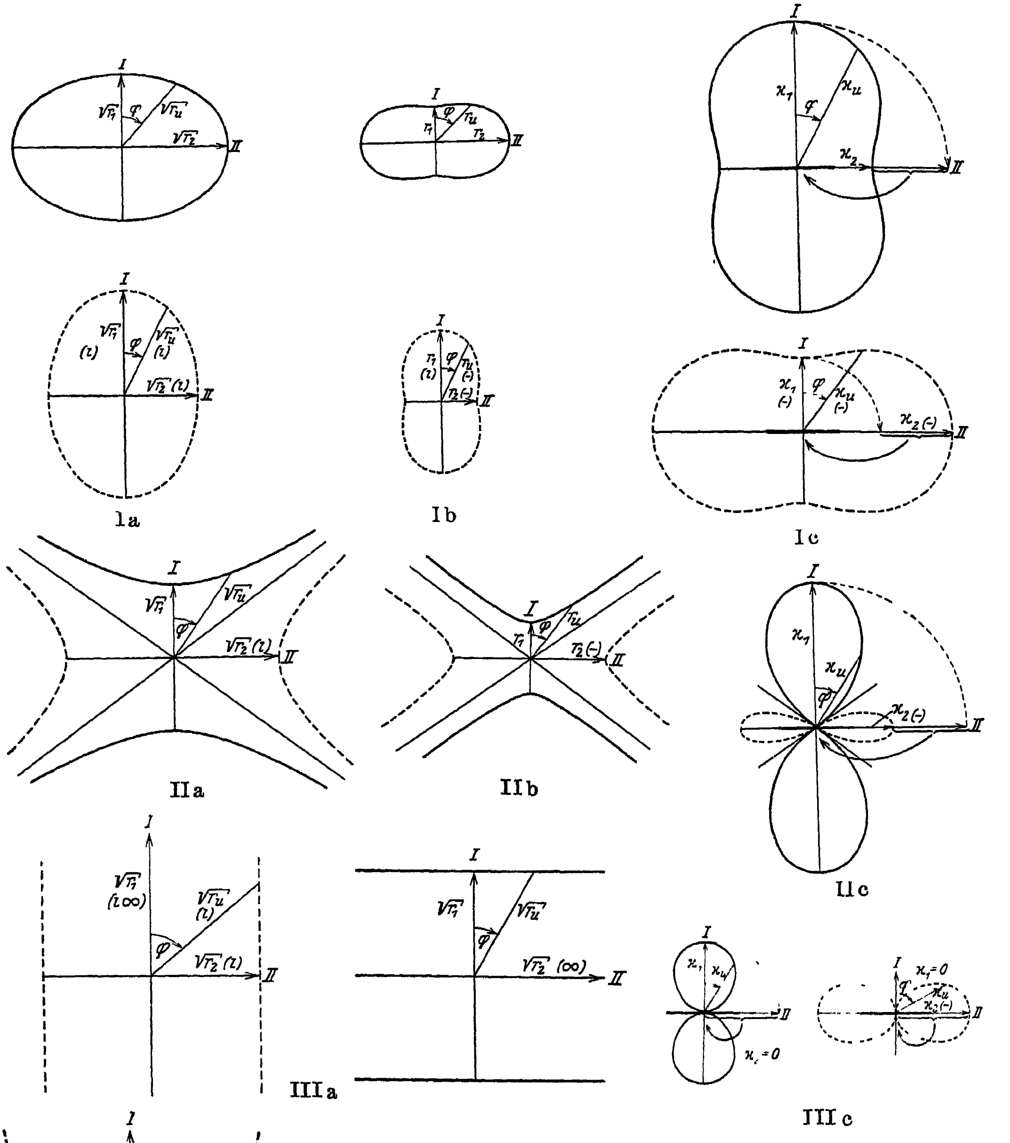
d. h die Halbmesser der Schnittfigur sind proportional den Wurzeln aus den Krümmungsradien Da r_u und dc gleiches Vorzeichen haben, ergeben sich die Halbmesser der Schnittfigur auch für negative Krümmungen reell.

---

[1]) Gleichung der Niveaufläche in S (Koordinatenanfang)·

$$g \cdot z + W_{xx} \cdot x^2 + W_{yy} \cdot y^2 + W_{zz} \cdot z^2 + 2\,(W_{xy} \cdot xy + W_{zx} \cdot xz + W_{zy} \cdot yz) = 0.$$

[2]) Die Gewohnheit der höheren Mathematik, in ähnlichen Fällen als „parabolisch“ zu bezeichnen, was nicht elliptisch oder hyperbolisch ist, hat den Geradenpunkten die meist übliche, unzutreffende und mißverständliche Bezeichnung „parabolische Punkte“ beigelegt. Sie soll hier vermieden werden. Die Schnittfigur kann als Mittelpunktskurve auch nicht als Ausartung einer Parabel aufgefaßt werden, wie bisweilen in der Literatur zu lesen ist.



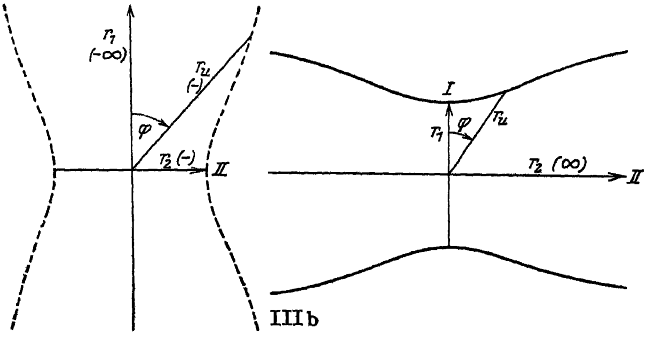


Fig. 44. I. Elliptische Punkte mit positiven und negativen Krümmungen. II. Hyperbolischer Punkt. III. Geradenpunkte mit positiven und negativen Krümmungen.

a) Indikatrix, b) Diagramm der Krümmungsradien, c) Diagramm der Krümmungen Die Krümmungsgröße (dicker Strich) ist in allen hier gebrachten Beispielen von gleichem Betrag und gleicher Richtung.

Ein durch Division durch $\sqrt{2\,dc}$ vergroßertes Abbild der Schnittfigur nennt man Indikatrix (Fig. 44 I, II, III, a). Die Indikatrix ist eine Mittelpunktskurve zweiter Ordnung, ihre Halbmesser ϱ_u sind die Wurzeln aus den Krummungsradien. Fur negative Krummungen hat die Indikatrix rein imaginare Werte. Die Hauptachsen ϱ_1 und ϱ_2 der Indikatrix liegen in den Hauptkrummungsrichtungen I und II. Bedeutet φ den Winkel (u, I), den die u-Richtung mit der Hauptkrummungsrichtung I bildet, so ist die Gleichung der Indikatrix:

$$(27)\qquad \varrho_u^2\left(\frac{\cos^2\varphi}{\varrho_1^2}+\frac{\sin^2\varphi}{\varrho_2^2}\right)=1;\ \varrho_u=\sqrt{r_u}\,,\ \varrho_1=\sqrt{r_1}\,,\ \varrho_2=\sqrt{r_2}\,.$$

Hieraus ergibt sich unmittelbar das Diagramm der Krummungsradien (Fig. 44 I, II, III, b):

$$(28)\qquad r_u\left(\frac{\cos^2\varphi}{r_1}+\frac{\sin^2\varphi}{r_2}\right)=1$$

und das Diagramm der Krummungen (Fig. 44 I, II, III, c):

$$(29)\qquad \begin{aligned}\varkappa_u &= \varkappa_1\cos^2\varphi+\varkappa_2\sin^2\varphi\\ &= \frac{\varkappa_1+\varkappa_2}{2}+\frac{\varkappa_1-\varkappa_2}{2}\cdot\cos 2\varphi\,.\end{aligned}$$

Es mogen die Richtungen I und II so orientiert sein, daß bei Berucksichtigung der Vorzeichen[1]) I der großen, II der kleinen Hauptkrummung entspricht[2]). λ sei der Winkel (II, x), den die Richtung der kleinen Hauptkrummung mit der X-Richtung bildet. Dann erhalt man fur die in Fig. 45 eingezeichneten Krummungen die folgenden Ausdrucke

$$\left.\begin{matrix}\varkappa_x\\ \varkappa_y\\ \varkappa_m\\ \varkappa_n\end{matrix}\right\}=\frac{\varkappa_1+\varkappa_2}{2}+\frac{\varkappa_1-\varkappa_2}{2}\cdot\left\{\begin{matrix}-\cos 2\lambda\\ +\cos 2\lambda\\ -\sin 2\lambda\\ +\sin 2\lambda\,,\end{matrix}\right.$$

1) D. h negative Werte < positive Werte; große negative Werte < kleine negative Werte.

2) Dann liegt
- bei elliptischen Punkten mit positiven Krümmungen I in der kleinen, II in der großen Achse der Indikatrix;
- bei elliptischen Punkten mit negativen Krümmungen I in der großen, II in der kleinen Achse der Indikatrix;
- bei hyperbolischen Punkten I in der reellen, II in der imaginären Achse der Indikatrix;
- bei Geradenpunkten mit positiven Krümmungen I in Richtung des endlichen Krümmungsradius, II in Richtung des unendlichen;
- bei Geradenpunkten mit negativen Krummungen I in Richtung des unendlichen Krümmungsradius, II in Richtung des endlichen (siehe Fig. 44 I, II, III).

wobei die Richtungen m und n den rechten Winkel zwischen X und Y halbieren. Hieraus folgt

$$(30)\qquad \varkappa_1 - \varkappa_2 = \frac{\varkappa_y - \varkappa_x}{\cos 2\lambda} = \frac{\varkappa_n - \varkappa_m}{\sin 2\lambda}, \quad \operatorname{tg} 2\lambda = \frac{\varkappa_n - \varkappa_m}{\varkappa_y - \varkappa_x}$$

Die Große $g \cdot (\varkappa_1 - \varkappa_2)$, der man die Richtung λ gibt, wird Krummungsgröße genannt. Sie gibt den mit g multiplizierten absoluten

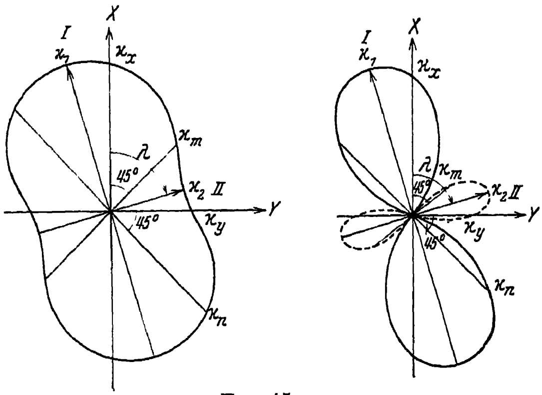


Fig. 45.

Betrag der Differenz der Hauptkrummungen der Niveauflache und die Richtung der kleinen Hauptkrummung $\left(\varkappa_2 = \frac{1}{r_2}\right)$ an[1]). $\varkappa_n$ und $\varkappa_m$ in W_{xx}, W_{yy}, W_{xy} ausgedruckt lauten.

$$\varkappa_n = -\frac{1}{g} W_{nn} = -\frac{1}{g}\left(\frac{1}{2} W_{xx} - W_{xy} + \frac{1}{2} W_{yy}\right),$$

$$\varkappa_m = -\frac{1}{g} W_{mm} = -\frac{1}{g}\left(\frac{1}{2} W_{xx} + W_{xy} + \frac{1}{2} W_{yy}\right).$$

Somit ist $\varkappa_n - \varkappa_m = \frac{1}{g} \cdot 2 W_{xy}$, und man erhalt durch Einsetzen in

[1]) Ein bedauerlicher Druckfehler in der grundlegenden Arbeit von ROLAND EOTVOS, „Bestimmung der Gradienten der Schwerkraft und ihrer Niveauflächen mit Hilfe der Drehwage" (Verhandl. d. 15. allgem. Konfer. d. Intern. Erdmessung, Budapest 1906) kann verwirrend wirken. Auf Seite 355, Zeile 10 von oben muß es heißen:

. . . und λ jenen Winkel bedeutet, den die normale Ebene mit großerem Krummungsradius ϱ_2 (statt versehentlich ϱ_1) und die x z-Ebene einschließen . . .

Einige Zeilen vorher sind ϱ_1 und ϱ_2 richtig definiert.

(30) die bekannten, viel gebrauchten Formeln für die Krümmungsgröße:

$$K = g\,(\varkappa_1 - \varkappa_2) = g\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) = \frac{-\,(W_{yy} - W_{xx})}{\cos 2\lambda} = \frac{2\,W_{xy}}{\sin 2\lambda}$$

(31) $$K = \sqrt{(W_{yy} - W_{xx})^2 + (2\,W_{xy})^2}$$

$$\operatorname{tg} 2\lambda = \frac{2\,W_{xy}}{-\,(W_{yy} - W_{xx})}\,.$$

K ist stets positiv, es gelten also die Vorzeichenregeln.

(31 a) $$\operatorname{sg}\cos 2\lambda = -\operatorname{sg}(W_{yy} - W_{xx})\,.$$
$$\operatorname{sg}\sin 2\lambda = \operatorname{sg} W_{xy}\,.$$

Die Krümmungsgröße ist eine gerichtete Größe. Man stellt sie dar als eine Strecke von der Länge K, die mit der X-Richtung den Winkel λ bildet (Fig. 46). Um die Krümmungsgröße aufzuzeichnen, ist es praktisch, den Hilfsvektor $\mathfrak{K}$ mit den Komponenten $\mathfrak{K}_x = -\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$ und $\mathfrak{K}_y = W_{xy}$ einzuführen. Nach den Formeln (31) hat er die Länge $\frac{K}{2}$ und die Richtung 2λ. Durch Halbieren dieses Winkels und Verlängern über den Stationspunkt hinaus wird die Krümmungsgröße gezeichnet. Die Krümmungsgröße selbst ist kein Vektor.

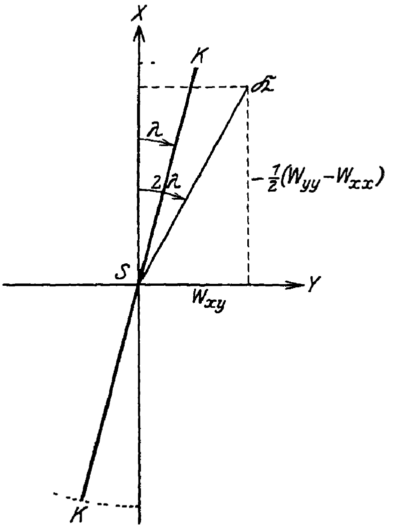


Fig. 46. K — K = Krümmungsgröße. $\mathfrak{K}$ = Hilfsvektor. W_{xy} ist positiv, W_{yy}—W_{xx} negativ angenommen.

Die Einheit der Krümmungsgröße ist wie beim Gradienten 1 E = 10^{-9} sec^{-2}. Die Krümmungsradien der Niveaufläche sind von der Größenordnung des Erdradius (6370 km). Es gilt folgende Regel. Einer Krümmungsgröße von 1 E entspricht ein Unterschied der Hauptkrümmungsradien von etwa 4 km.

In enger Beziehung zu den Krümmungen der Niveaufläche steht die Lotrichtung. Die Lotrichtung in einem Punkt P der durch S gehenden Niveaufläche möge in der X-Richtung um den Winkel ε, in der Y-Rich-

tung um den Winkel ν von der Lotrichtung in S abweichen. Dann ist

$$
(32)\qquad
\begin{aligned}
\varepsilon &= \frac{g_{(x)}^{(P)}}{g} = \frac{1}{g}\cdot\left(\int_S^P W_{xx}\,d\,x + \int_S^P W_{xy}\,d\,y\right),\\
\nu &= \frac{g_{(y)}^{(P)}}{g} = \frac{1}{g}\cdot\left(\int_S^P W_{xy}\,d\,x + \int_S^P W_{yy}\,d\,y\right).
\end{aligned}
$$

Da W_{xx} und W_{yy} von der Drehwaage nicht getrennt gemessen werden, kann man Unterschiede der Lotrichtung im Gegensatz zu Schwereunterschieden mit der Drehwaage allein nicht untersuchen.

Es ist auch nicht möglich, die Gestalt der Niveaufläche aus Drehwaagemessungen allein zu bestimmen. Hierzu ist die Kenntnis aller zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials (W_{xx}, W_{yy}, W_{zz}, W_{xy}, W_{zx}, W_{zy}) nötig. Außer den getrennten Werten von W_{xx} und W_{yy} fehlt hier die vertikale Änderung der Schwere, W_{zz}. Sie zu kennen wäre auch für die Angewandte Geophysik wichtig, da Inhomogenitäten der im Untergrund verborgenen Massen sich oft gerade in W_{zz} besonders deutlich ausprägen.

Kennt man W_{xx} und W_{yy} getrennt, so ist W_{zz} nach der Laplaceschen Gleichung

$$
(33)\qquad W_{xx} + W_{yy} + W_{zz} = 2\,\omega^2\ ^{1)}\ (\omega = \text{Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation})
$$

bestimmt. Umgekehrt können W_{xx} und W_{yy} aus W_{zz} und $(W_{yy} - W_{xx})$ mit Hilfe der Laplaceschen Gleichung berechnet werden.

Eötvös hat durch Hinzuziehen astronomischer Beobachtungen die Form der Niveaufläche im Gebiet von Arad bestimmt[2]). Die recht umfangreichen Rechnungen sind für die Angewandte Geophysik nicht lohnend (s. Artikel „Figur, Schwere und Massenverteilung der Erde", Bd. XXV, 2 dieses Handbuchs).

Die Messung von $W_{zz} = \frac{\partial g}{\partial z}$ ist mit der erforderlichen Genauigkeit noch nicht gelungen. Das Prinzip einer vertikal schwingenden Drehwaage, mit der man alle zweiten Differentialquotienten messen kann, hat Berroth angegeben[3]).

---

1) Ist die Besselsche Reduktion (s. u.) an W_{xx}, W_{yy}, W_{zz} schon angebracht, so ist die Wirkung der Zentrifugalkraft bereits beseitigt, und es ist auf der rechten Seite 0 zu schreiben.

2) Verh. d. 15. allgem. Konf. Intern. Erdmessung, Budapest 1906, S. 371ff.

3) A. Berroth, Eine vertikal schwingende Drehwage. ZS. f. Instrkde. **40**, 210—211. 1920.

In Punkten mit ausgearteter Indikatrix, den Geradenpunkten, Nabelpunkten und ebenen Punkten, genugen Drehwaagemessungen zur Bestimmung der Niveauflache. Der Fall der Nabelpunkte und ebenen Punkte ist trivial. Bei Geradenpunkten ist die Krummung in der Streichrichtung v der Niveaufläche gleich Null, $W_{vv} = 0$, und es gilt fur die anderen Komponenten

$$W_{uu} + W_{zz} = 2\,\omega^2\,{}^{1)}\,, \tag{33a}$$

wobei $W_{uu} = -(W_{vv} - W_{uu})$ mit der Drehwaage gemessen ist. In diesem Fall kann W_{zz} berechnet und die Niveauflache bestimmt werden. Bei horizontal liegenden, sehr lang gestreckten Masseneinbettungen von uberall gleichem Querschnitt, sogenannten „zweidimensionalen" Massenformen (s u S. 178ff.) kommen nur Geradenpunkte vor. In diesem wichtigen, in der Praxis haufig mit großer Annaherung vorkommenden Fall sind also mit der Krümmungsgroße auch W_{zz} und die Niveauflache aus den Drehwaagemessungen bekannt.

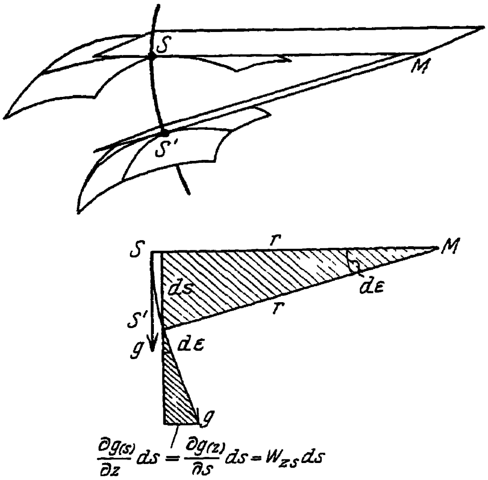


Fig 47. Krummung der Schwerkraftlinie. Änderung der Lotrichtung mit der Hohe.

Die ungestorte Niveauflache der Erdfigur hat nur elliptische Punkte mit schwachen, positiven Krummungen (Krummungsradien etwa 6370 km). Ob auf der von Massenunregelmaßigkeiten beeinflußten Geoidflache Geradenpunkte und hyperbolische Punkte vorkommen, ist nicht erwiesen, jedenfalls konnen sie nur in der Nahe steil ansteigender Massen, z B. an Felswanden, zu finden sein. In der Angewandten Geophysik jedoch pflegt man die Beobachtungsresultate durch die Besselsche Reduktion (s. u.) von dem Anteil des normalen Schwerefeldes (Wirkung des abgeplatteten Rotationsellipsoids und der Zentrifugalkraft) zu befreien. Die Reste enthalten nur noch die Wirkung lokaler Massenunregelmaßigkeiten und verhalten sich, als ob der Hauptteil des Schwerefeldes der Erde gar nicht vorhanden wäre. Die ihnen entsprechenden, nur gedachten Niveauflächen konnen Punkte aller Gattungen, auch mit starken Krümmungen enthalten.

---

1) Vgl. Fußnote 1, S. 134.

d) Krümmungsradius der Schwerkraftlinie, Änderung der Lotrichtung mit der Höhe.

Aus dem Gradienten konnen der Krummungsradius der Schwerkraftlinie und die Änderung der Lotrichtung mit der Hohe berechnet werden.

Wie Fig. 47 zeigt, ist der Krümmungsradius der Schwerkraftlinie gleich S M, dem Abstand des Bezugspunkts S vom Schnitt M der in S und in dem auf der Schwerkraftlinie dicht unter S befindlichen Punkt S′ beruhrenden Tangentenebenen. Aus der Ähnlichkeit der schraffierten Dreiecke liest man ab:

$$\frac{ds}{r} = \frac{W_{zs}\,ds}{g}\,.$$

es ist also der Krummungsradius der Schwerkraftlinie

$$(34)\qquad r = \frac{g}{W_{zs}} = \frac{g}{\sqrt{W_{zx}^2 + W_{zy}^2}}$$

und die Änderung der Lotrichtung mit der Hohe:

$$(35)\qquad \frac{d\varepsilon}{ds} = \frac{1}{r} = \frac{W_{zs}}{g} = \frac{\sqrt{W_{zx}^2 + W_{zy}^2}}{g}$$

Diese an sich interessanten Zusammenhange haben fur die Angewandte Geophysik wenig Bedeutung

§ 2. Die rechnerische und graphische Behandlung von Krümmungsgröße, Gradient und Schwereintensität.

a) Die Darstellung.

α) Krümmungsgroße und Gradient.

Die zahlenmaßige Darstellung der Krummungsgroße erfolgt durch Angabe des Wertepaares K, λ oder durch Angabe ihrer Komponenten $W_{yy} - W_{xx}$, W_{xy}. Beim Gradienten werden G und α oder die Komponenten W_{zx}, W_{zy} angegeben.

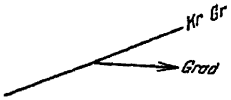


Fig. 48. Darstellung von Krümmungsgroße und Gradient.

Die bereits von Eötvös eingeführte und stets beibehaltene graphische Darstellung von Krümmungsgröße und Gradient zeigt Fig. 48. Der im Stationspunkt aufgetragene Pfeil gibt Richtung und Größe des Gradienten, die durch den Stationspunkt gezogene Strecke gibt Richtung und Betrag der Krümmungsgroße an. Wie man den Pfeil und die Strecke graphisch aus den gemessenen Größen $W_{yy} - W_{xx}$, W_{xy}, W_{zx}, W_{zy} findet, ist bereits angegeben (Fig. 41, S. 126; Fig. 46, S. 133).

Wenn die Richtungen von Krummungsgroße und Gradient uber einer großeren Flache bekannt sind, so genugt es, die Betrage durch Isolinien oder als Kurven darzustellen. Besondere Bedeutung haben fur die praktische Geophysik der „zweidimensionale" und der rotationssymmetrische Fall.

Der „zweidimensionale" Fall (Fig 49) entspricht einer das Schwerefeld bestimmenden, horizontal gelagerten, sehr lang gestreckten Einbettung mit uberall gleichem Querschnitt, deren Wirkung sich in der Streichrichtung (v-Richtung) nicht oder fast nicht andert, also sich in zwei Dimensionen, der u- und z-Dimension beschreiben laßt Fur die Interpretation der Drehwaagemessungen kann man die Einbettung als in der v-Richtung unendlich ausgedehnt annehmen Dann zeigen die Gradientenpfeile senkrecht zur Streichrichtung, d. h. in Richtung der positiven oder der negativen u-Achse, die Krummungsgroßen sind parallel oder senkrecht zum Gradienten gerichtet. Hier ist die in Fig. 49 angegebene kurvenmaßige Darstellung vorteilhaft. Abszisse ist die u-Koordinate, als Ordinate werden die Betrage der Krummungsgroße und des Gradienten aufgetragen. Den Gradienten tragt man positiv auf, wenn er der positiven u-Achse gleichgerichtet ist, die Krummungsgroße ist positiv, wenn sie parallel zum Gradienten ist Zeigt der Gradientenpfeil nach abnehmenden u-Werten und ist die Krummungsgroße senkrecht zum Gradienten, also in der Streichrichtung der Einbettung gelegen, so werden sie negativ aufgetragen. Im „zweidimensionalen" Fall besteht die Niveauflache nur aus Geradenpunkten (s. S. 129), die Indikatrix besteht aus zwei benachbarten, der Streichrichtung parallelen Geraden. Die Niveauflache kann aus einer g-Messung und den Drehwaagemessungen vollständig abgeleitet werden. Da das Schwerefeld von der v-Richtung unabhängig ist, gilt:

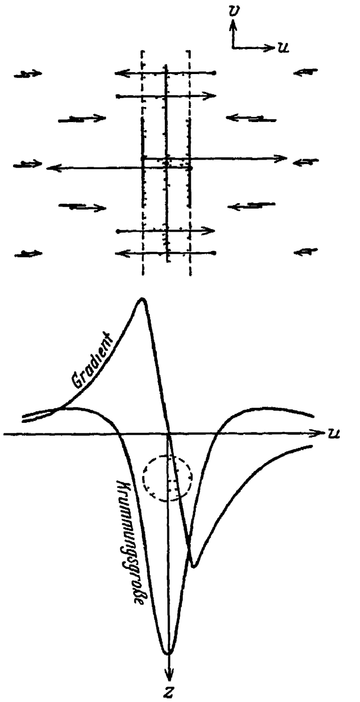


Fig 49 Krummungsgroße und Gradient uber einer „zweidimensionalen" Einbettung von kreisformigem Querschnitt.

$$W_v = g'_{(v)} = 0,\; W_{vv} = 0,\; W_{uv} = 0,\; W_{zv} = 0.$$

Es ist (λ und α von der u-Richtung an gezahlt):

$$K = |W_{uu}|, \ \lambda = 0^0 \text{ oder } 90^0, \text{ je nachdem } W_{uu} \text{ positiv oder negativ ist,}$$

$$G = |W_{zu}|, \ \alpha = 0^0 \text{ oder } 180^0, \text{ je nachdem } W_{zu} \text{ positiv oder negativ ist.}$$

Es geben also die Ordinaten der kurvenmäßigen Darstellung Betrag und Vorzeichen von W_{uu} und W_{zu} an.

Ähnlich kann man bei Schwerefeldern verfahren, die zur Z-Achse rotationssymmetrischen Einbettungen entsprechen. Bei ihnen sind die Gradienten radial nach außen oder innen gerichtet (Fig. 50), die Krummungsgroßen radial oder tangential Es genugt, die Verhaltnisse auf einem Radius darzustellen.

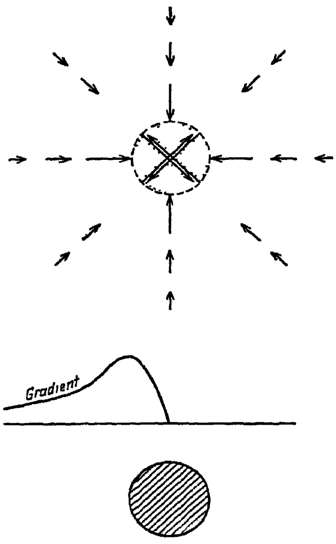


Fig 50 Gradient uber einer Kugel.

β) Schwereintensitat

Wenn nicht gerade die Lotabweichung interessiert, so ist die Richtung der Schwere hinreichend genau bekannt, es genugt, ihre Intensitat darzustellen.

Auf der Flache ist die Darstellung durch Linien gleicher Schwereintensitat, die **Isogammen**, ublich. Die Isogammen konnen als Hohenlinien einer die Schwereintensitat auf der Grundflache darstellenden raumlichen Flache F gedeutet werden (Fig. 51) Die großte Neigung auf F liegt in der Gradientenrichtung, der Betrag G des Gradienten ist die Tangente des Neigungswinkels

Interessiert nur der Verlauf der Schwereintensität längs einer Kurve $A_1 - A_2$, so ist die kurvenmaßige Darstellung üblich. Man erhalt die Δ g-Kurve durch Aufrollen der uber $A_1 - A_2$ errichteten, von der Grundfläche und der Flache F begrenzten senkrechten Zylinderflache. Die Neigung der Tangente der Δ g-Kurve gibt den Betrag der in die jeweilige Richtung von $A_1 - A_2$ fallenden Komponente des Gradienten an.

Im „zweidimensionalen" Fall ist das Schwerefeld langs einer der horizontalen Richtungen unveränderlich Es interessiert nur der Schwereverlauf auf dem senkrecht zu dieser Richtung verlaufenden Profil. Hier ist gleichfalls die kurvenmaßige Darstellung ublich. Ähnlich im rotationssymmetrischen Fall, wo nur der Verlauf der Schwere längs der Radien interessiert.

b) Addition, Subtraktion, Zerlegung in Komponenten.

α) Addition und Subtraktion.

Nach bekannten Regeln der Potentialtheorie erhalt man das Potential der Summe oder Differenz (I ± II) zweier Massen (I u. II) durch algebraische Addition oder Subtraktion der einzelnen Potentiale.

$$(W)_{I \pm II} = W_I \pm W_{II}. \tag{36}$$

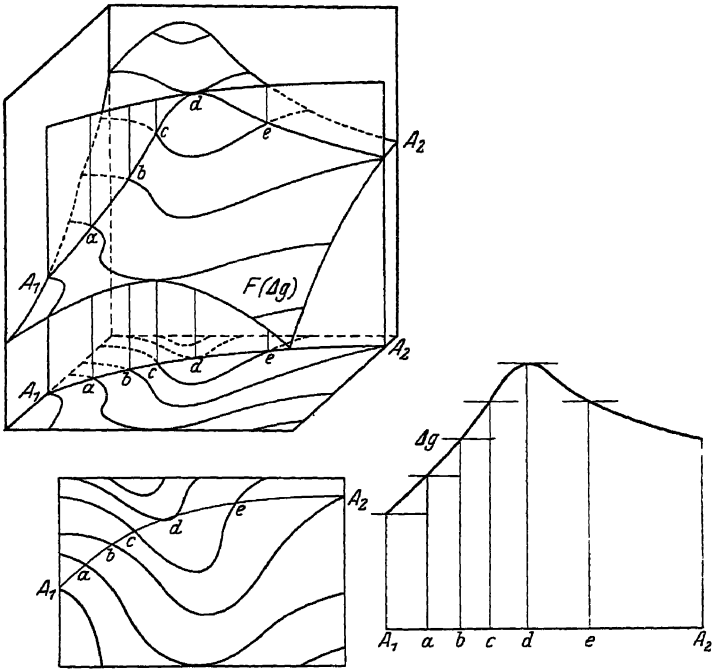


Fig. 51. Isogammen und Δ g-Kurve.

Das Gleiche gilt fur die Differentialquotienten:

a) Schwereintensität: $(W_z)_{I \pm II} = (W_z)_I \pm (W_z)_{II}$

b) Krummungsgroße.

$$\begin{aligned} (W_{yy} - W_{xx})_{I \pm II} &= (W_{yy} - W_{xx})_I \pm (W_{yy} - W_{xx})_{II} \\ (W_{xy})_{I \pm II} &= (W_{xy})_I \pm (W_{xy})_{II} \end{aligned} \tag{37}$$

c) Gradient: $(W_{zx})_{I \pm II} = (W_{zx})_I \pm (W_{zx})_{II}$

$$(W_{zy})_{I \pm II} = (W_{zy})_I \pm (W_{zy})_{II}.$$

Aus $\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})_{I \pm II}$, $(W_{xy})_{I \pm II}$, $(W_{zx})_{I \pm II}$, $(W_{zy})_{I \pm II}$ können nun nach den Formeln (31) (S. 133) und (24) (S. 126) $K_{I \pm II}$, $\lambda_{I \pm II}$, $G_{I \pm II}$, $\alpha_{I \pm II}$ bestimmt werden.

Einfacher und hinreichend genau sind die graphischen Verfahren zur Addition und Subtraktion von Krümmungsgrößen und Gradienten[1]).

Der Gradient ist ein Vektor, und es lassen sich bei ihm die Addition und Subtraktion nach den bekannten Regeln ausführen (Fig. 52).

Nicht ganz so einfach ist es bei der Krümmungsgröße. Sie ist kein Vektor, und die Regeln der Vektoraddition sind auf sie nicht direkt anwendbar. Nach K. JUNG kann man der Krümmungsgröße einen Hilfsvektor $\mathfrak{K}$ zuordnen, mit dem sich die Operationen vektoriell ausführen lassen. Dieser Vektor (s. S. 133) bildet mit der X-Richtung den Winkel 2λ und hat die Länge $K/2$ (aus zeichentechnischen Gründen nicht K). Man kann ihn als „Schatten" der Krümmungsgröße bezeichnen. Er ist vom Koordinatensystem abhängig, durch geeignete Wahl der Koordinaten läßt sich die Zeichnung oft wesentlich vereinfachen.

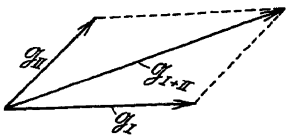


Fig. 52. Graphische Addition von Gradienten.

Addition und Subtraktion geschehen nun folgendermaßen. Man geht von den Krümmungsgrößen K_{I} und K_{II} zu den „Schatten" $\mathfrak{K}_{\mathrm{I}}$ und $\mathfrak{K}_{\mathrm{II}}$

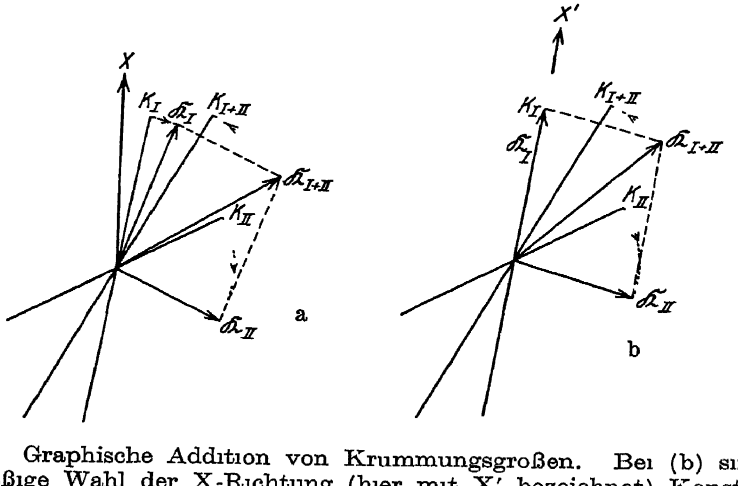


Fig. 53. Graphische Addition von Krümmungsgrößen. Bei (b) sind durch zweckmäßige Wahl der X-Richtung (hier mit X' bezeichnet) Konstruktionslinien gespart.

über, addiert oder subtrahiert diese Hilfsvektoren nach den Regeln der Vektoraddition, sieht den resultierenden Vektor $\mathfrak{K}_{\mathrm{I} \pm \mathrm{II}}$ als „Schatten" einer neuen Krümmungsgröße an, und diese ist die gesuchte Summe

[1]) KARL JUNG, Bemerkungen zur numerischen und graphischen Behandlung der Krümmungsgröße. ZS. f. Geophys. 4, 313—317. 1928.

oder Differenz $K_{I \pm II}$. Fig 53 erlautert das Verfahren. Um Konstruktionslinien zu sparen, ist in Fig. 53b die X-Achse (mit X′ bezeichnet) in die Richtung einer der zu addierenden Krummungsgroßen gedreht worden, hierdurch fallt der entsprechende „Schatten" mit seiner Krummungsgroße zusammen.

β) Zerlegung in Komponenten

Die Zerlegung von Krummungsgroßen und Gradienten in Komponenten kommt bei der Interpretation von Drehwaagemessungen vor,

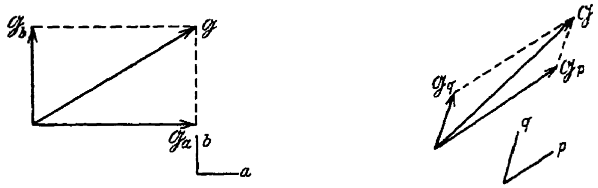


Fig 54 Zerlegung des Gradienten in Komponenten

besonders dann, wenn das Bild der Krummungsgroßen und Gradienten nahezu, aber nicht ganz einer einfachen Massenanordnung entspricht und man die der einfachen Massenordnung entsprechenden Krummungsgroßen und Gradienten von den durch unregelmaßig verteilte Massen verursachten trennen will. Man sucht hierbei zwei oder mehr Krümmungsgroßen oder Gradienten, die, nach den unter (α) beschriebenen Methoden addiert, sich zu den gegebenen Werten zusammensetzen.

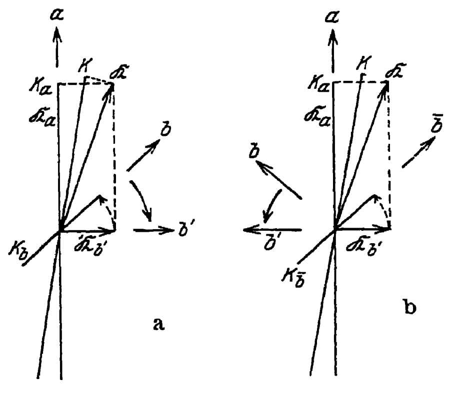


Fig. 55 Zerlegung einer Krummungsgroße in Komponenten von gegebener Richtung a und b, die miteinander einen Winkel von 45° bilden. a) Beide Komponenten von K sind positiv, b) eine der Komponenten ist negativ.

In der Praxis wird meist die Richtung der Komponenten gegeben sein Dann ist nur bei zwei Komponenten die Zerlegung eindeutig bestimmt, bei mehr Komponenten gibt es mehr Moglichkeiten. Die Richtungen konnen beliebig gewählt werden. Der beim Gradienten haufig üblichen Zerlegung in Komponenten, die einen rechten Winkel bilden, entspricht bei der Krümmungsgroße eine Zerlegung in Komponenten, die einen Winkel von 45° einschließen. Bei dem Gradienten sind außer den gegebenen Richtungen die entgegengesetzten Richtungen,

bei der Krümmungsgroße die Richtungen moglich, die mit den gegebenen einen rechten Winkel bilden (negative Komponenten).

Bei dem Gradienten geschieht die Zerlegung direkt nach den Regeln der Vektorzerlegung (Fig. 54), bei der Krummungsgroße auf dem Umweg uber den Hilfsvektor $\mathfrak{K}$ (Fig. 55).

c) Transformation der mit der Drehwaage gemessenen Größen auf ein anderes Koordinatensystem.

Die Reduktionen (s. u.) werden vielfach nicht in dem den Drehwaagemessungen zugrunde liegenden Koordinatensystem berechnet, sondern in einem gegen dieses um die Z-Achse gedrehten Koordinatensystem (X′ Y′ Z).

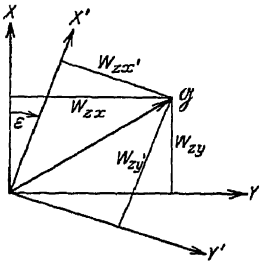


Fig. 56. Graphische Transformation der Gradientenkomponenten in ein um ε gedrehtes Koordinatensystem.

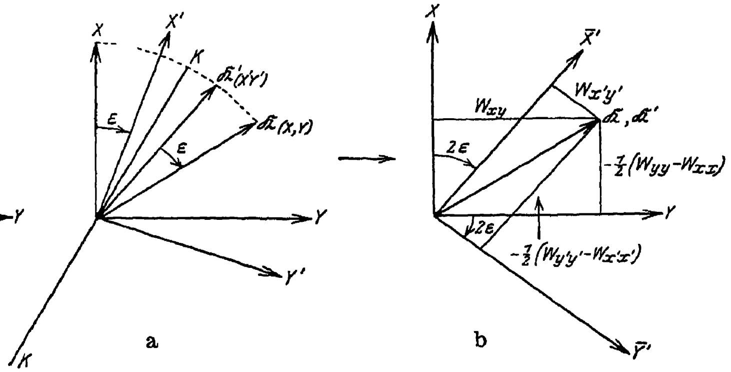


Fig. 57. Graphische Transformation der Komponenten der Krummungsgroße in ein um ε gedrehtes Koordinatensystem. a) Ableitung der Methode, b) praktische Ausführung.

Die Transformation von $\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$, W_{xy}, W_{zx}, W_{zy} in das System (X′ Y′ Z) oder umgekehrt laßt sich leicht graphisch ausfuhren (Fig. 56, 57). Einfach sind auch die Transformationsgleichungen:

$$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = \frac{1}{2}(W_{y'y'} - W_{x'x'}) \cos 2\varepsilon + W_{x'y'} \sin 2\varepsilon,$$

(38a)
$$W_{xy} = -\frac{1}{2}(W_{y'y'} - W_{x'x'}) \sin 2\varepsilon + W_{x'y'} \cos 2\varepsilon,$$

$$W_{zx} = W_{zx'} \cos\varepsilon - W_{zy'} \sin\varepsilon,$$

$$W_{zy} = W_{zx'} \sin\varepsilon + W_{zy'} \cos\varepsilon;$$

$$\frac{1}{2}(W_{y'y'} - W_{x'x'}) = \frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) \cos 2\varepsilon - W_{xy} \sin 2\varepsilon,$$

(38b)
$$W_{x'y'} = \frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) \sin 2\varepsilon + W_{xy} \cos 2\varepsilon,$$

$$W_{zx'} = W_{zx} \cos\varepsilon + W_{zy} \sin\varepsilon,$$

$$W_{zy'} = -W_{zx} \sin\varepsilon + W_{zy} \cos\varepsilon.$$

Hierbei bedeutet ε den Winkel (XX′), positiv von X nach X′ (Fig. 57).

d) Die Bestimmungen der Schwereunterschiede aus dem Gradienten, Zeichnen der Δg-Kurve und der Isogammen.

Jeder gemessene Gradient hat, streng genommen, nur ortliche Bedeutung. Da der Gradient sich in ungunstigen Fallen, z. B wenn Findlinge dicht unter dem Beobachtungsort liegen, schon beim Fortschreiten

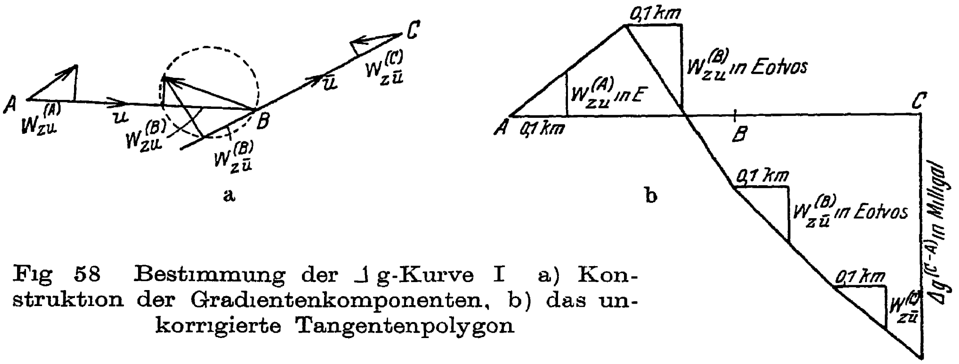


Fig 58 Bestimmung der Δg-Kurve I a) Konstruktion der Gradientenkomponenten, b) das unkorrigierte Tangentenpolygon

um wenige Meter erheblich andern kann, ist die Moglichkeit der Ableitung zuverlässiger Werte fur den Verlauf der Schwereintensitat an einen hinreichend kleinen Abstand der Drehwaagestationen gebunden. Dies ist besonders wichtig, wenn die Stationen so liegen, daß sie sich nicht untereinander kontrollieren konnen, und keine Kontrollen durch Verbindung mit Pendelmessungen bestehen. Übrigens ist das Isogammenbild, so anschaulich es auch sein mag, für die Angewandte Geophysik meist nur von untergeordneter Bedeutung.

Hat man keine Moglichkeit zu entscheiden, wie weit ein gemessener Gradient als Mittelwert fur die Umgebung des Stationspunktes angesehen werden kann, so ist es ublich, das Tangentenpolygon der Δg-Kurve unter der Voraussetzung zu zeichnen, daß er bis zur Hälfte des Wegs zur nächsten Station gilt (Fig. 58). Dies geschieht entweder nach der Formel

(39)
$$g = \frac{AB}{2}(W_{zu}^{(A)} + W_{zu}^{(B)}),$$

wobei u die AB-Richtung bedeutet, oder graphisch nach Fig. 58. Gegebenenfalls muß das Ergebnis verbessert werden: wenn der Schwereunterschied zwischen den Endpunkten eines Polygons nicht mit etwa anderweitig in ihnen gemessenen Schwerewerten übereinstimmt (Fig. 59) oder wenn der konstruierte Schwereverlauf längs eines geschlossenen Polygons (z. B. Dreieck) nicht zum Ausgangswert zurückführt (Fig. 61 b).

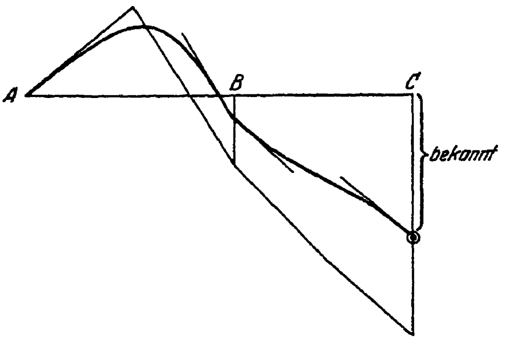


Fig. 59 Bestimmung der Δ g-Kurve II Korrektion des Tangentenpolygons nach bekanntem Anfangs- und Endwert.

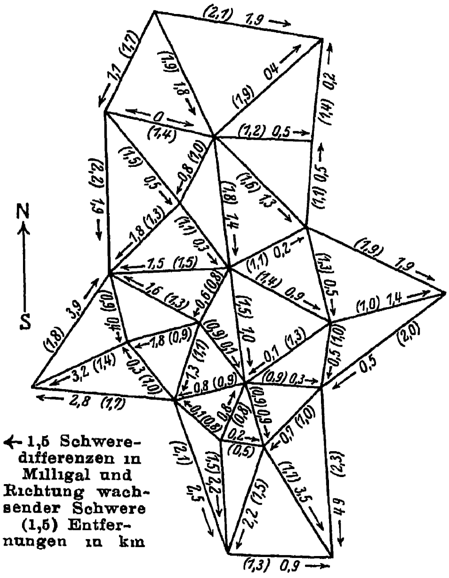


Fig 60 Netz von Drehwaagestationen im Zentrum des Rieses bei Nördlingen Nach K. Jung, ZS f Geophys 6, 1930[1])

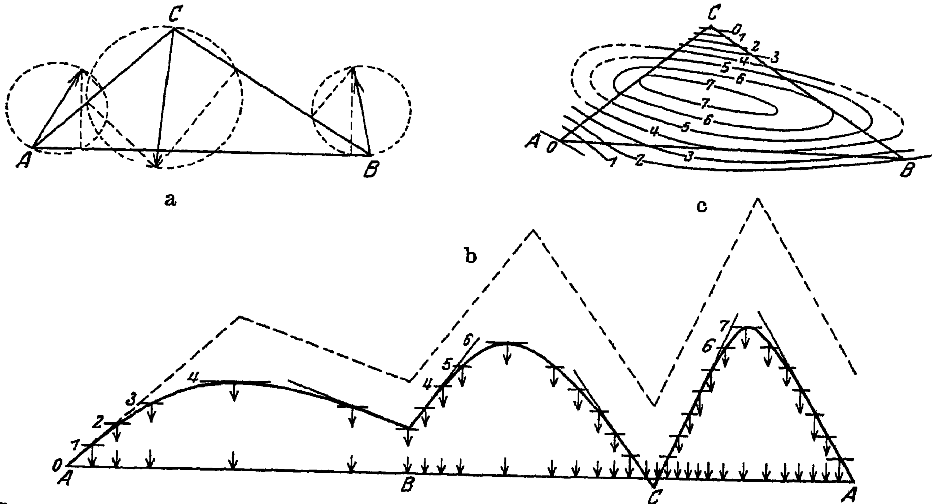


Fig. 61. Konstruktion der Isogammen aus den Gradienten. a) Gradienten und ihre Komponenten, b) die Δ g-Kurve, c) die Isogammen.

1) Die endgültigen Zahlen weichen ein wenig von dieser vorläufigen Darstellung ab.

Bei der Verbesserung ist darauf zu achten, daß die Tangentenrichtung in den Stationspunkten nicht wesentlich verandert wird.

Als Maß fur die Zuverlassigkeit eines Stationsnetzes kann der Schlußfehler pro Langeneinheit dienen Wird er in $\frac{\text{Milligal}}{10\text{ km}}$ angegeben, so entspricht diese Zahl dem Betrag in Eotvos-Einheiten, um den man die Gradientenkomponenten im Mittel zu verbessern hat. Ein Beispiel eines recht guten Netzes von Drehwaagestationen (Zentrum des Nördlinger Rieses, nach K Jung) gibt Fig. 60.

Bei Messungen auf einem gestreckten Polygonzug ist die Darstellung durch die Δg-Kurve am geeignetsten. Bei flachenhafter Vermessung werden nun noch die Isogammen gezeichnet (Fig. 61). Hierbei ist darauf zu achten, daß Isogammen und Gradientenrichtungen rechte Winkel bilden.

Viertes Kapitel.

Deutung der Messungen.

§ 1. Die Reduktion der Schweremessungen.

Die Ergebnisse von Schweremessungen enthalten die Wirkung aller Massen des Weltalls. Sind die Instrumente so konstruiert, daß ihre Massen das Ergebnis gar nicht oder nicht merklich beeinflussen — und das kann man annehmen — so sind alle das Instrument umgebenden Massen wirksam Es interessiert aber nur die „Anomalie", insbesondere die Wirkung der im Untergrund verborgenen, unbekannten Massenunregelmaßigkeiten Um diese allein zu erhalten, muß man die Wirkung aller anderen Massen berechnen und von der Messung subtrahieren, die Messungen reduzieren

Die Lage aller Massen ist veranderlich, denn die sichtbar veranderlichen Massen der Himmelskorper uben nicht nur auf die leicht beweglichen Massen der Luft und des Meeres einen ortsverandernden Einfluß aus, sondern auch auf die „feste Erde". Als unveranderlich kann streng genommen nur ein mittlerer Zustand betrachtet werden.

Das auf Pendel und Drehwaage wirkende Gravitationsfeld setzt sich aus folgenden Feldern zusammen

A dem mittleren unveränderlichen Feld, enthaltend

1. das „normale" Feld der Erde, das dem abgeplatteten Rotationsellipsoid entspricht, mit der durch die bekannten Schwereformeln ausgedruckten Verteilung der Schwereintensität, wobei der Stationspunkt auf dem Ellipsoid zu denken ist,

2. das Feld, das die Veranderung der normalen Schwere bis zur Stationshohe und die Wirkung der zwischen Ellipsoid und Station befindlichen Gesteinsplatte enthalt, wobei die Gesteinsplatte meist homogen und die Oberflache der Erde in der Nahe der Station eben angenommen wird,
3. das Feld der Abweichungen der Gelandeform von einer Ebene und etwaiger bekannter Einbettungen im Untergrund,
4. das Feld unbekannter Masseneinbettungen;

B. das zeitlich veranderliche Zusatzfeld, enthaltend

1. die Wirkung von Ebbe und Flut des Meeres und des wechselnden Standes von Seen, Flussen und Grundwasser,
2. die Wirkung von Massenbewegungen in der Atmosphare (Ebbe und Flut, meteorologische Vorgange),
3. die Wirkung von Ebbe und Flut des festen Landes,
4. die Wirkung etwaiger Massenverschiebungen im Erdinnern (vulkanische und gebirgsbildende Vorgänge),
5. die Wirkung der Himmelskorper.

Gesucht wird in der Angewandten Geophysik die Wirkung (A 4) der unbekannten Masseneinbettungen. Bisweilen mag auch nach der Wirkung (B 4) von unterirdischen Massenverschiebungen gefragt sein; hierbei sind mehrmalige Messungen am selben Ort notig; es sind bis jetzt noch keine derartigen Untersuchungen bekannt. Da solche Massenverschiebungen, die unmittelbare Nahe von Vulkanen ausgenommen, sehr langsam vor sich gehen, kann ihre Wirkung bei einmaliger Vermessung eines Gebietes, wie es fur die Zwecke der geologischen und bergbaulichen Praxis ublich ist, vernachlassigt werden.

Reduktionen sind notig wegen der normalen Gestalt des Erdellipsoids (A 1, Subtraktion der normalen Schwerewerte, Besselsche Reduktion), wegen der Stationshohe und der Gesteinsplatte zwischen Ellipsoid und Station (A 2, Freiluft- und Bouguersche Reduktion, nur bei Bestimmungen der Schwereintensität), wegen der Oberflachengestalt und bekannter Einbettungen (A 3, Geländereduktion); ganz selten und nur bei unmittelbar an Kusten gelegenen Drehwaagestationen (bis zum Abstand von etwa 300 m von der Strandlinie) ist eine Reduktion wegen Ebbe und Flut des Meeres anzubringen (B 1, Gezeitenreduktion, nur notwendig bei Gradient und Krümmungsgröße).

Die anderen Einflusse können vernachlässigt werden.

Die Wirkung von Massenverschiebungen in der Atmosphäre ist unmerklich. Ein kreisformiges Tiefdruckgebiet von 400 km Durchmesser

und einer mittleren Druckdifferenz (an der Erdoberfläche) von 3 cm Hg gegen die außen liegenden Gebiete hat ein Massendefizit von etwa $5 \cdot 10^{16}$ g. Denkt man sich dieses Defizit in 5 km Höhe über dem Zentrum des Tiefdruckgebiets konzentriert, so hat es in einer an seinem Rand liegenden Station eine Wirkung auf die Schwereintensität g von $2 \cdot 10^{-4}$ Milligal, auf den Gradienten G von $3 \cdot 10^{-5}$ Eötvös-Einheiten und auf die Krümmungsgröße K von $1 \cdot 10^{-3}$ Eötvös-Einheiten

Ebbe und Flut der festen Erde verändern die Abplattung des Meridians periodisch um einige Hunderttausendstel $\left(\frac{\text{einige dm}}{21\ \text{km}}\right)$ und haben einen Einfluß von der Größenordnung einiger Hunderttausendstel der Normalreduktion, also eine Wirkung auf die Schwereintensität von der Größenordnung 10^{-2} Milligal, auf Krümmungsgröße und Gradient von der Größenordnung 10^{-5} Eötvös-Einheiten

Auch die direkte Wirkung der Gestirne ist unterhalb der Beobachtungsmöglichkeit mit Pendel und Drehwaage. beispielsweise verursacht der Mond eine halbtägliche Schwankung der Schwereintensität von höchstens 0,11 Milligal[1]) und eine halbtägliche Schwankung des Gradienten von höchstens $1{,}7 \cdot 10^{-4}$ Eötvös-Einheiten

a) Normalreduktionen.

α) Schwereintensität.

Um die Anomalien zu erhalten, wird von den Messungen zunächst der Betrag des „normalen" Schwerefeldes subtrahiert, d. i. der Betrag, den das Schwerefeld in der betreffenden geographischen Breite bei ebenem Gelände (ohne verborgene Störungsmassen) in Meereshöhe hätte (Fig. 62). Der Normalwert wird durch die bekannten, aus geeignet ausgewählten Schwerestationen durch Ausgleichung erhaltenen Schwereformeln[2]) ausgedrückt Das umstrittene Längenglied läßt man im allgemeinen weg, auch genügt es für die Zwecke der Angewandten

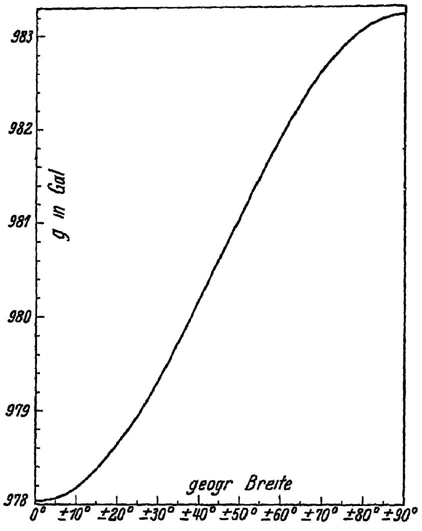
[1]) Vgl. dieses Handbuch Band XXV, 1 (Geophysik 1), Artikel Bartels, S. 178, und in Band XXV, 2, Artikel Schmehl-Jung, das Kapitel über Gezeitenschwankungen des Schwerefeldes. Die horizontalen, fluterzeugenden Kräfte sind von derselben Größenordnung, sie wirken am stärksten bei einer Zenitdistanz des Mondes von 45°, während die vertikalen Kräfte am stärksten sind, wo der Mond im Zenit steht.

[2]) Siehe Artikel Schmehl-Jung in Band XXV, 2 dieses Handbuchs; F. Helmert, Berl. Ber. 1901, S. 336; 1915, S. 683; A. Berroth, Gerlands Beiträge zur Geophysik 14, 3. 1916; W. Heiskanen, Veröff. d. Finn. Geodät. Inst. Nr. 4; Ist die Erde ein dreiachsiges Ellipsoid? Gerlands Beitr. z. Geophys. 19, 356—377. 1928, Nr. 4.

Geophysik fast immer, die Schwereformel in abgekurzter Gestalt zu benutzen:

(40) $$g = 978 \cdot (1 + 0{,}0053 \cdot \sin^2 \varphi) \ \mathrm{cm} \cdot \mathrm{sec}^{-2}$$

(41) $$\Delta g = 5{,}3 \cdot \Delta (\sin^2 \varphi) \ \text{Milligal oder}$$



a

(41 a) $$\Delta g = \frac{G}{10} \cdot \Delta_{(\mathrm{km})} \ \text{Milligal,}$$

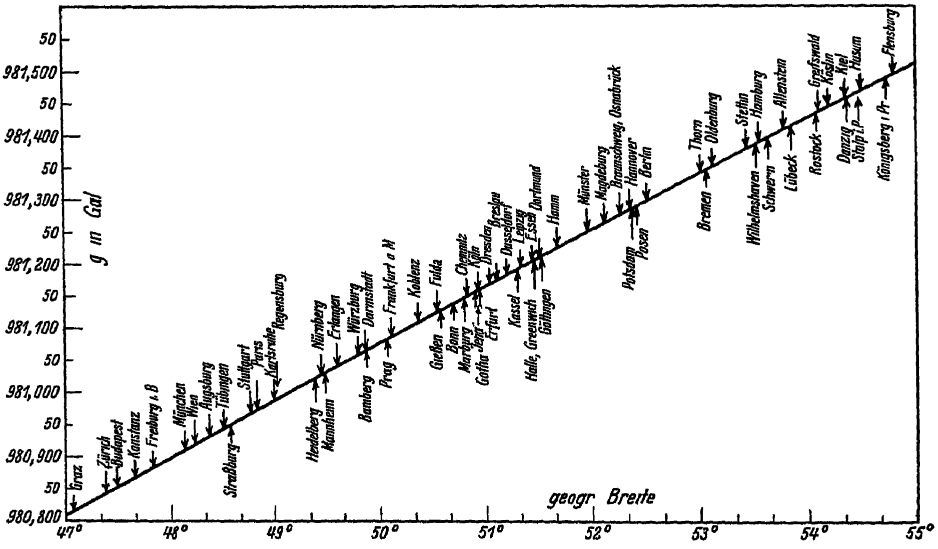
wobei G den jeweiligen nach Norden gerichteten Normalwert des Gradienten (s. u.) bedeutet und $\Delta_{(\mathrm{km})}$ angibt, um wieviel Kilometer die eine der betrachteten Stationen nordlicher liegt als die andere.

In Deutschland ist etwa

$$\Delta g = 0{,}8 \cdot \Delta_{(\mathrm{km})} \ \text{Milligal}$$

β) Krummungsgroße und Gradient (Besselsche Reduktion)

Wie bei der Schwereintensitat ist auch bei der Krummungsgroße und beim Gradienten zunachst der Nor-



b

Fig. 62 Normalwert der Schwereintensitat a) fur alle Breiten nach Helmert (1901), b) für Deutschland nach Helmert (1915).

malwert von den Messungen zu subtrahieren um die Anomalie zu erhalten. Die Normalwerte hängen auch hier nur von der geographischen Breite ab und konnen bis zu etwa 10 Eotvos-Einheiten betragen, sind also im allgemeinen nicht zu vernachlassigen.

Mit N und E seien die geographische N- und O-Richtung, genau gesagt die Tangentenrichtungen an Meridian und Breitekreis, bezeichnet, positiv nach N und O. Koordinatenanfang ist der jeweils betrachtete Stationspunkt.

Da die normale Schwereintensitat keine senkrecht zur Meridianebene gerichtete E-Komponente hat, in der ganzen Meridianebene $W_e = \text{const} = 0$ ist, so gilt $W_{ne} = \frac{\partial}{\partial n} W_e = 0$, $W_{ze} = \frac{\partial}{\partial z} W_e = 0$. Dagegen sind W_{nn}, W_{ee}, $W_{zn} \neq 0$ und mussen berechnet werden

Einfach ist die Bestimmung von W_{zn}, dem Normalwert des Gradienten Man braucht bloß die Schwereformel (40) nach N zu differenzieren

$$W_{zn} = \frac{\partial}{\partial n} g = \frac{\partial}{\partial \varphi} g \cdot \frac{d\varphi}{dn} = 978 \cdot 0{,}0053 \cdot 2 \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi \ \frac{1}{R}, \tag{42}$$

wobei R den Erdradius, $= 6{,}37 \cdot 10^8$ cm, bedeutet. Hieraus wird

$$W_{zn} = 8{,}1 \cdot \sin 2\varphi \text{ Eotvos-Einheiten.} \tag{42a}$$

Fig. 63 gibt die Werte des normalen Gradienten fur alle Breiten mit

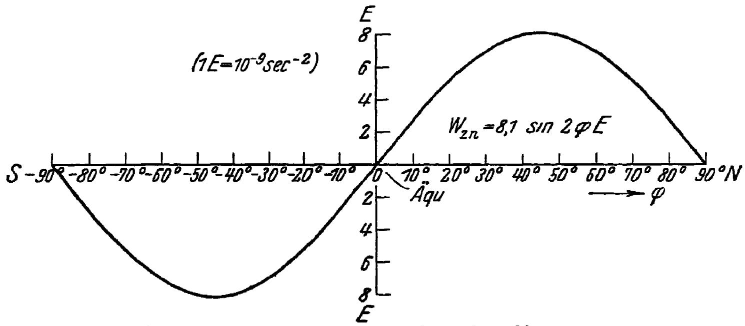


Fig 63. Normalwert des Gradienten.

hinreichender Genauigkeit an. Er ist immer nach den Polen hin gerichtet.

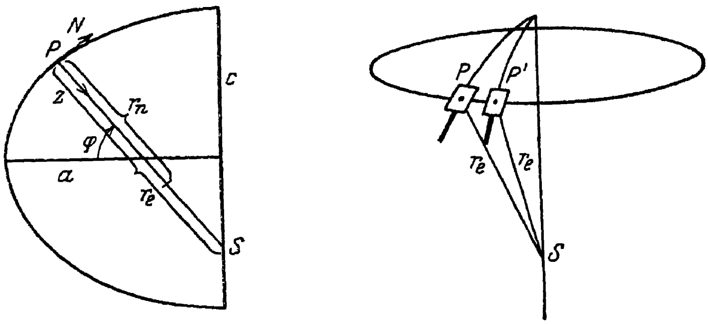
Etwas umständlicher ist der Normalwert der Krümmungsgroße zu berechnen. Es ist $W_{nn} = -g \cdot \frac{1}{r_n}$, $W_{ee} = -g \cdot \frac{1}{r_e}$ (Gleichung 26a, S. 127), wobei r_n und r_e die Krummungsradien des Erdellipsoids in der N- und der E-Richtung sind. Diese Krümmungsradien können aus der

Äquatorachse und der Polachse oder einer der Achsen und der Abplattung berechnet werden

Der Radius r_n in der Meridianrichtung ist gleich dem Krummungsradius der Meridianellipse. Er liegt in der Flachennormalen P S (Fig 64a) und hat, in a, c und φ ausgedruckt, die Lange:

$$r_n = \frac{a^2 c^2}{\sqrt{a^2 \cos^2 \varphi + c^2 \sin^2 \varphi}^{\,3}}\,[1] .$$

Der Krummungsradius r_e muß gleichfalls in der Flachennormalen liegen. Da bei Rotationsflachen alle Flachennormalen aus Symmetrie-



a b

Fig 64. Hauptkrummungsradien des Erdellipsoids

grunden durch die Achse gehen, treffen sich benachbarte (und nicht nur benachbarte) zum gleichen Breitekreis gehorende Normalen auf der Achse im Punkt S. S ist Krummungsmittelpunkt, und die Lange von r_e also gleich PS (Fig 64b), in a, c und φ ausgedruckt

$$r_e = \frac{a^2}{\sqrt{a^2 \cos^2 \varphi + c^2 \sin^2 \varphi}} .$$

Somit wird

$$\frac{1}{2}(W_{ee} - W_{nn}) = -\frac{g}{2}\left(\frac{1}{r_e} - \frac{1}{r_n}\right) = \frac{g}{2}\left(\frac{\sqrt{a^2 \cos^2 \varphi + c^2 \sin^2 \varphi}^{\,3}}{a^2 c^2} - \frac{\sqrt{a^2 \cos^2 \varphi + c^2 \sin^2 \varphi}}{a^2}\right)$$

Indem man die Große $\varepsilon^2 = \frac{a^2 - c^2}{a^2}$ einfuhrt, c durch a und ε ausdrückt, die Wurzeln nach ε^2 entwickelt und nur Glieder bis ε^2 berucksichtigt, erhalt man hieraus:

$$(43) \qquad \frac{1}{2}(W_{ee} - W_{nn}) = g \cdot \frac{\varepsilon^2}{2a} \cdot \cos^2 \varphi .$$

[1]) Siehe z. B. SERRET-SCHEFFERS, Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung Bd. I, S. 380.

Es ist $\frac{a-c}{a} = \frac{1}{297}$, also hinreichend genau

$$\varepsilon^2 = \frac{(a-c)(a+c)}{a^2} \approx 2\frac{a-c}{a} = \frac{2}{297},$$

$g = 981$ cm · sec^{-2}, a = Erdradius = $6{,}37 \cdot 10^8$ cm, also

(43a) $$\frac{1}{2}(W_{ee} - W_{nn}) = 5{,}2 \cdot \cos^2\varphi \text{ Eötvos-Einheiten.}$$

Die Werte von $\frac{1}{2}(W_{ee} - W_{nn})$ für alle Breiten gibt Fig. 65. Die normale Krummungsgroße ist immer west-ostlich gerichtet.

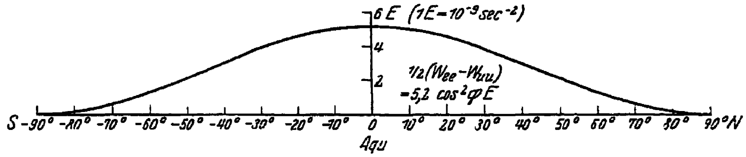


Fig 65 Normalwert der Krummungsgroße. (Lies W_{nn} statt W_{uu}.)

In Deutschland betragen die Normalwerte etwa

$$W_{zn} = 8 \text{ Eotvos-Einheiten}$$
$$\frac{1}{2}(W_{ee} - W_{nn}) = 2 \text{ Eotvos-Einheiten.}$$

Hat man die Drehwaage nach der geographischen N-Richtung orientiert, so sind diese Betrage einfach von den Messungen zu subtrahieren. Haufig jedoch ist die Drehwaage nach der magnetischen N-Richtung orientiert. Dann muß man entweder die Messungen nach den Formeln (38) in die geographischen Koordinaten umrechnen und nun die Besselsche Reduktion vornehmen oder die Normalwerte auf magnetische Koordinaten umrechnen, was vorzuziehen ist, weil es fur ein großeres Gebiet ein fur allemal ausgeführt werden kann Aus Gleichung (38b) leiten sich hierfur folgende Formeln ab:

$$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = \frac{1}{2}(W_{ee} - W_{nn}) \cos 2\delta$$

(44) $$W_{xy} = \frac{1}{2}(W_{ee} - W_{nn}) \cdot \sin 2\delta$$

$$W_{zx} = W_{zn} \cdot \cos\delta$$
$$W_{zy} = -W_{zn} \cdot \sin\delta$$

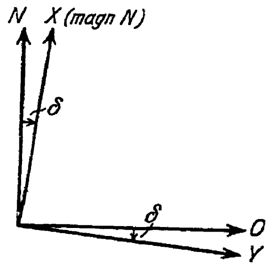


Fig. 66.

Hierbei bedeuten N und E die geographischen, X und Y die magnetischen Richtungen, δ ist die Deklination, positiv von N nach O (Fig. 66).

Natürlich ist auch graphische Subtraktion der Normalwerte möglich, sie bietet aber keine Vorteile in diesem Fall.

Die Veränderlichkeit der Schwereintensität mit der geographischen Breite und die Abplattung des Erdellipsoids sind Folgen der Zentrifugalkraft der Erdrotation und der Form des festen Erdkörpers. In der Schwereformel und den benutzten Werten der Abplattung sind beide Wirkungen enthalten, und es ist deshalb keine besondere Reduktion wegen der Zentrifugalkraft anzubringen. Es ist noch darauf hinzuweisen, daß nach Ausführung der Besselschen Reduktion die Laplacesche Gleichung aus demselben Grund kein Glied mit der Rotationsgeschwindigkeit enthält, sondern einfach lautet (vgl. S. 134).

$$W_{xx} + W_{yy} + W_{zz} = 0,$$

und bei „zweidimensionalen“ Massenanordnungen, die längs der zur U-Richtung senkrechten V-Richtung streichen (s. S. 135)

$$W_{zz} = - W_{uu}.$$

b) Reduktion auf gleiche Meereshöhe (Freiluftreduktion und Bouguersche Reduktion).

Die Reduktion auf gleiche Meereshöhe ist nur auf die Schwereintensität anzuwenden. Bei Krümmungsgröße und Gradient ist der Einfluß der Meereshöhe so gering, daß er bei weitem vernachlässigt werden kann.

Man pflegt die Reduktion in zwei Schritten auszuführen: zunächst wird reduziert, als ob sich zwischen dem Stationsniveau und dem neuen Niveau keine Massen befänden („wie in freier Luft“, Freiluftreduktion), dann wird die Wirkung der zwischen den Niveaus befindlichen Gesteinsplatte berücksichtigt (Bouguersche Reduktion), ihre Wirkung verkleinert die Wirkung des reinen Niveauunterschieds um etwa ein Drittel.

Bei der Freiluftreduktion genügt es, die Masse der Erde im Mittelpunkt konzentriert zu denken und die Erde kugelförmig anzunehmen. Von den gemessenen Schwerewerten ist der Betrag $\delta g = \frac{\partial g}{\partial h} \cdot \delta h$ zu subtrahieren (δh = Stationsniveau — Reduktionsniveau). Aus $g = k^2 \cdot \frac{M}{R^2}$ (M = Masse, R = Radius der Erde) folgt $\frac{\partial g}{\partial h} = \frac{\partial g}{\partial R} = -2k^2 \cdot \frac{M}{R^3}$, und es ist

$$\delta g = -2k^2 \cdot \frac{M}{R^3} \cdot \delta h, \tag{45}$$

in Zahlen

$$\delta g = -0{,}3086 \cdot \delta h \text{ Milligal}, \tag{45a}$$

wenn δh in m ausgedrückt wird. Fig. 67 gibt die Wirkung verschiedener Höhenunterschiede an.

Bei der Bouguerschen Reduktion bleibt die Krümmung der Erdoberfläche unberücksichtigt, man reduziert als sei die Gesteinsplatte von zwei Ebenen im Abstand des Niveauunterschieds begrenzt. Die

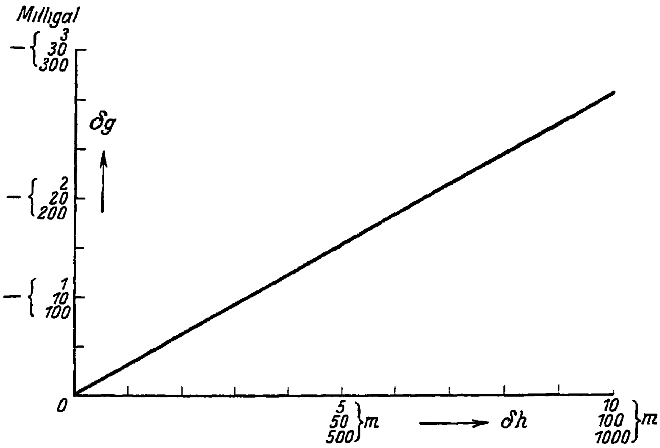


Fig 67 Schwereabnahme mit der Höhe in freier Luft

topographische Gestalt des Geländes und die Wirkung bekannter Einbettungen im Untergrund werden bei der Geländereduktion berücksichtigt.

Die Wirkung W_z einer unendlich ausgedehnten ebenen Gesteinsplatte auf die Schwereintensität ist proportional ihrer Dicke und unabhängig von der Tiefe, in der ihre Oberfläche sich unter dem Stationspunkt befindet. Es ist[1])

(46) $$W_z = 2\,k^2 \pi \sigma \cdot \delta h\,,$$

in Zahlen:

(46a) $$W_z = 0{,}0419 \cdot \sigma \cdot \delta h \text{ Milligal},$$

wenn δh in m ausgedrückt wird[2]). Fig. 68 gibt den Betrag für verschiedene Höhenunterschiede und Dichten an.

---

[1]) Siehe Seite 185/186.

[2]) Durch Elimination von k^2 mittels $g = k^2 \cdot \frac{M}{R^2}$, $M = \frac{4\,R^3}{3}\pi\,\sigma_m$ (M = Masse der Erde, R = Erdradius, σ_m = mittlere Dichte der Erde) folgt hieraus die in der Literatur meist genannte, für praktische Rechnungen weniger geeignete Formel

$$W_z = \frac{3}{2}\,\frac{\sigma}{\sigma_m}\,\frac{\delta h}{R} \cdot g\,.$$

Die gesamte Reduktion auf gleiche Meereshohe betragt somit

$$(47)\qquad -\delta g = (0{,}3086 - 0{,}0419 \cdot \sigma) \cdot \delta h \text{ Milligal } (\delta h \text{ in m})$$

δg ist von den gemessenen Schwerewerten zu subtrahieren Eine Reduktion auf tieferes Niveau erhöht die Schwereintensitat, eine Re-

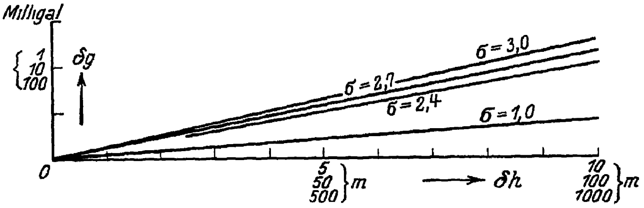


Fig. 68. Wirkung der Gesteinsplatte zwischen zwei um δh verschiedenen Meereshohen. σ = Dichte.

duktion auf hoheres Niveau verringert sie. Denn Gesteinsdichten, bzw. Dichtenunterschiede, die negative Werte der Klammer in (47) hervorbringen, kommen in der Praxis nicht vor (Tabelle 3).

Gesteinsdichten[1]).

	Mittlere Werte	Grenzwerte
Anhydrit	2,96	2,92—2,89
Asphalt	1,3	1,1—1,5
Basalt	3,0	2,7—3,3
Basaltlava	2,30	2,05—2,46
Beton	—	1,51—2,54
Bimsstein	0,64	0,36—0,91
Blei	11,34	11,20—11,44
Brauneisenstein	3,67	3,40—3,95
Braunkohle	1,30	1,10—1,44
Eis (0° C)	0,917	0,88—0,92
Eisen	7,86	7,70—7,90
Erde, lose, trocken	1,20	1,12—1,28
,, ,, frisch	1,40	—
,, festgestampft, trocken	1,80	1,60—1,92
,, ,, frisch	2,10	2,0—2,2
Gabbro	2,95	2,90—3,00
Gips	2,25	2,17—2,31
Gneis	2,60	2,4—2,9
Granit	2,75	2,46—3,05

[1]) Nach R. Ambronn, Methoden der angewandten Geophysik. Dresden und Leipzig, Th. Steinkopff, 1926. Siehe auch Artikel Reich in diesem Band.

	Mittlere Werte	Grenzwerte
Kalkstein	2,7	2,3—3,0
Kalktuff	1,64	1,57—1,71
Kaolin	2,2	—
Kies, trocken	1,9	1,8—2,0
„ naß	2,0	—
Kreide	2,2	1,8—2,6
Lava, basaltisch	—	2,8—3,0
„ trachytisch	—	2,0—2,7
Letten	1,7	—
Magnesit	3,0	—
Mergel	2,40	2,3—2,5
Porphyr	2,7	2,34—2,9
Raseneisenerz	2,6	—
Roteisenstein	4,7	4,5—4,9
Sand, trocken	1,5	1,4—1,65
„ feucht	1,8	1,7—1,9
„ naß	2,0	1,95—2,05
Sandstein	2,3	1,8—2,8
Schiefer	2,67	2,65—2,70
Schnee (lose)	0,125	—
Schwerspat	4,5	4.42—4,68
Steinkohle	1,35	1,2—1,5
Steinsalz	2,3	2,1—2,4
Ton	2,2	1,8—2,6
Tonschiefer	2,8	2,76—2,88
Trachyt	2,6	—
Tuffstein	1,3	1,3—2,4
Wasser	1,00	—
Ziegelmauerwerk	—	1,4—1,5

Ist die Gesteinsplatte nicht homogen und besteht sie aus einer Anzahl paralleler ebener Schichten, so kann die Wirkung der Inhomogenität bereits bei der Bouguerschen Reduktion berücksichtigt werden. Es ist dann in den Formeln (46) und (47) $\sigma \cdot \delta h$ durch $\sum_n \sigma_n \cdot \delta h_n$ zu ersetzen, wobei σ_n und δh_n Dichte und Dicke der einzelnen Platten bedeuten.

Als Regel kann man merken: Eine sehr weit ausgedehnte Gesteinsplatte von der Dichte 2,39 und einer Mächtigkeit von 10 m übt auf die Schwereintensität eine Wirkung von 1 Milligal aus. Diese Wirkung ist von der Tiefe, in der sich die Platte befindet, in den vorkommenden Fällen nahezu unabhängig.

In freier Luft andert sich die Abplattung der Niveauflachen mit der Hohe, und es besteht somit theoretisch eine Abhangigkeit der Krummungsgroße von der Meereshohe. Bei einer Hohenanderung um 1 km ändert sich die Abplattung um rund 1 Zehntausendstel ihres Betrages, dem entspricht eine Änderung der Krummungsgroße von etwa $^1/_{10000}$ der Besselschen Reduktion, ein Betrag, der bei weitem vernachlassigt werden kann. Auf den Gradienten wirkt bei Hohenanderung in freier Luft hauptsachlich die Änderung der Zentrifugalkraft (pro km etwa $^2/_{10000}$ ihres Betrages). Das fuhrt bei 1 km Hohenanderung zu einer Reduktion von etwa $^1/_{10000}$ der Besselschen Reduktion

Eine unendlich ausgedehnte ebene Platte hat keinen Einfluß auf die Krümmungen der Niveauflache und andert die Schwereintensitat uberall gleichmaßig. Daher gibt es kein Analogon der Bouguerschen Reduktion fur Krümmungsgroße und Gradient

c) Geländereduktion.

Um die Wirkung der topographischen Gestalt der Erdoberfläche und die Wirkung bekannter Einbettungen zu beseitigen, mussen deren Betrage ermittelt und von den gemessenen Werten subtrahiert werden.

Die Wirkung eines Massenteilchens μ mit dem Koordinaten $x = \xi$, $y = \eta$, $z = \zeta$ auf den im Nullpunkt des Koordinatensystems befindlichen Bezugspunkt des Instruments ist in den Gleichungen (12b), S. 76 angegeben. Es ist nun μ durch die Masse $\sigma\, d\, v = \sigma\, d\,\xi\, d\,\eta\, d\,\zeta$ eines Volumenelements zu ersetzen und uber das gesamte Volumen der zu berucksichtigenden Massen zu integrieren.

Zweckmäßig teilt man die Massen in Bereiche von konstanter Dichte ein, uber die man summiert. So kann man σ vor das Integralzeichen schreiben und erhält die Gelandewirkung in Gestalt der Formeln·

$$g = W_z = k^2 \sum \sigma \iiint \frac{\zeta}{r^3}\, d\,\xi\, d\,\eta\, d\,\zeta\,, \quad r = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}$$

$$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = \frac{3}{2} k^2 \sum \sigma \iiint \frac{\eta^2 - \xi^2}{r^5}\, d\,\xi\, d\,\eta\, d\,\zeta\,,$$

$$W_{xy} = 3\, k^2 \sum \sigma \iiint \frac{\xi\,\eta}{r^5}\, d\,\xi\, d\,\eta\, d\,\zeta\,, \tag{48}$$

$$W_{zx} = 3\, k^2 \sum \sigma \iiint \frac{\zeta\,\xi}{r^5}\, d\,\xi\, d\,\eta\, d\,\zeta\,,$$

$$W_{zy} = 3\, k^2 \sum \sigma \iiint \frac{\zeta\,\eta}{r^5}\, d\,\xi\, d\,\eta\, d\,\zeta\,.$$

Allgemein läßt sich sagen: Eine Masse, die sich unterhalb des Bezugspunktes befindet, verstärkt die Schwereintensität und verursacht einen auf sie hin gerichteten Gradienten; eine Masse, die sich über dem Bezugspunkt befindet, schwächt die Schwereintensität und erzeugt einen von ihr abgewandten Gradienten. Schwere Einbettungen, d. h. Massen, die größere Dichte haben als ihre Umgebung, verstärken die Schwereintensität, wenn sie unterhalb des Bezugspunktes liegen, schwächen die Schwereintensität, wenn sie sich über dem Bezugspunkt befinden. Im ersten Fall verursachen sie einen auf sie hingerichteten Gradienten, im zweiten Fall einen Gradienten, der von ihnen wegzeigt. Bei leichten Einbettungen, die geringere Dichte haben als ihre Umgebung, verhält es sich umgekehrt, wenn als normal der homogene Untergrund angesehen wird.

Die Wirkung der topographischen Gestalt der Oberfläche auf die Schwereintensität ist immer negativ, die entsprechende Reduktion also immer positiv. Denn Massen, die sich über dem Stationsniveau befinden, und Massen, die unter diesem Niveau fehlen, wirken in gleichem Sinne verkleinernd auf die Schwereintensität ein. Die Wirkung auf Krümmungsgröße und Gradient kann positiv und negativ sein.

Die Aufgabe der Geländereduktion, die immer die Reduktion des Einflusses bekannter Einbettungen enthalten möge, besteht lediglich darin, die Integrale der Gleichungen (48) nach einem geeigneten, möglichst wenig Material und Zeit beanspruchenden Verfahren auszuwerten und die so bestimmten Geländewirkungen zu subtrahieren. Für σ ist bei dem Oberflächenrelief die mittlere Dichte, bei Einbettungen der Dichteunterschied gegen die Umgebung einzusetzen. Von der Auswertung der Integrale handelt der nächste Paragraph.

Die Geländewirkung auf die Schwereintensität erreicht nur in sehr gebirgigen Gegenden Beträge von 1 Milligal und mehr. Dagegen ist sie bei Krümmungsgröße und Gradient von der Größenordnung der gemessenen Werte, oft so groß, daß die gemessenen Werte im wesentlichen auf der Wirkung des Geländes beruhen (bis zu 100 Eötvös-Einheiten bei der Krümmungsgröße und 30—40 beim Gradienten sind nicht selten). Aus diesem Grunde soll im folgenden Paragraphen hauptsächlich die Wirkung gegebener Massen auf Krümmungsgröße und Gradient behandelt werden, die Wirkung auf die Schwereintensität wird mehr nur beiläufig erwähnt.

d) Gezeitenreduktion.

Nur bei Drehwaagestationen, die sehr nahe, etwa bis zum Abstand von 300 m, an der Meeresküste liegen, macht sich eine Wirkung der

Gezeiten des Meeres bemerkbar. Sie muß berechnet und bei Auswertung der Messungen berucksichtigt werden.

Da die Wirkung der Gezeiten zeitlich veranderlich ist, wird die Gezeitenreduktion nicht am fertigen Resultat angebracht; sie muß für jeden Registriermoment berechnet werden, man reduziert die einzelnen Ablesungen.

Bei Steilküsten geschieht die Berechnung der Gezeitenwirkung nach den im nächsten Paragraphen angefuhrten Formeln für die senkrechte Stufe (s. S. 187), bei Flachkusten nach den Formeln fur schiefe Stufen

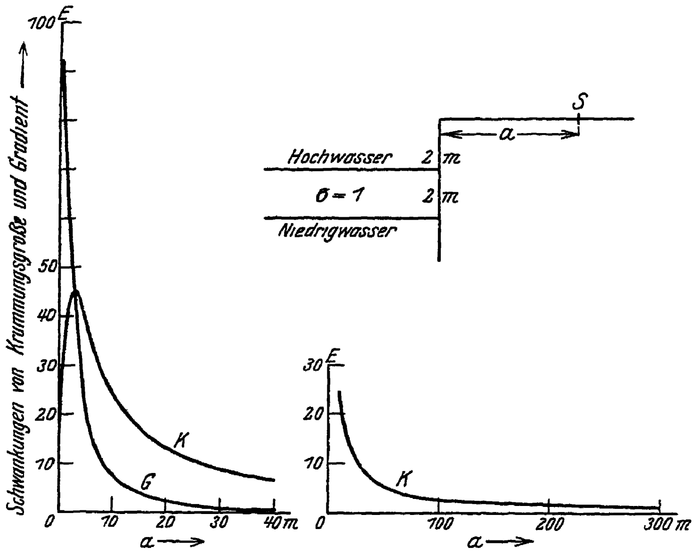


Fig. 69. Beispiel der Gezeitenwirkung auf Krummungsgroße (K) und Gradient (G).

(s. S. 187). Meist wird es nötig sein, ein geeigneteres als das den Messungen zugrunde liegende Koordinatensystem zu wahlen und nach den Formeln (38a) (S. 142) auf das X, Y-System zu transformieren. Sodann wird mittels der Grundgleichung (Formel 10a, S. 67) der Einfluß auf die Ablesung bzw. Registrierung gefunden.

Um einen Eindruck von dem Einfluß der Meeresgezeiten zu geben, ist in Fig. 69 fur einen bestimmten Fall die von den Meeresgezeiten hervorgerufene Schwankung der Krummungsgroße und des Gradienten aufgezeichnet. Eine Drehwaagestation befinde sich a m von einer Steilküste entfernt, 2 m über dem Hochwasserniveau, die Hubhöhe der Gezeiten betrage 2 m. Wie aus der Figur hervorgeht, ist die Wirkung auf den Gradienten bei etwa a = 30 m schon weniger als 1 Eötvös-

Einheit, die Wirkung auf die Krummungsgroße ist erst in etwa 300 m Entfernung von der Kuste so klein geworden.

Die Wirkung auf die Schwereintensitat in unmittelbarer Nähe der Kuste entspricht etwa der Halfte des Einflusses einer Platte von der Dichte 1 und der Dicke 2 m. Die Schwereintensitat schwankt dort wegen der Meeresgezeiten um etwa $^1/_{20}$ Milligal, ein Betrag, den man vernachlassigen kann.

§ 2. Die Wirkung gegebener Massen auf Schwereintensität, Krümmungsgröße und Gradient.

a) Beliebig gestaltete Massen.

α) Allgemeines.

Es genugt, Massen von konstanter Dichte zu betrachten, da Massen mit gebietsweiser konstanter Dichte — um solche handelt es sich in der Praxis — durch Addition und Subtraktion von Massen mit konstanter Dichte erhalten werden konnen σ bedeutet die Dichte oder — bei Einbettungen — den Dichteunterschied

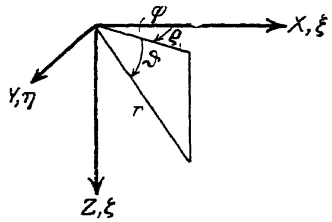


Fig. 70.

Die Grundlage fur alle Annaherungsverfahren zur Bestimmung der Wirkung gegebener Massen sind die Gleichungen (12b) auf S. 76 und (48) auf S 156. Gebrauchlich sind auch statt der rechtwinkligen Koordinaten ξ, η, ζ die Zylinderkoordinaten ϱ, φ, ζ und die spharischen Koordinaten r, φ, ϑ (Fig. 70).

In den Formeln (48) erscheint die Langendimension bei der Schwereintensitat in der 1. Potenz, bei Krummungsgroße und Gradient in der 0. Potenz. Deswegen gilt: G e o m e t r i s c h a h n l i c h e, z u m B e z u g s p u n k t a h n l i c h g e l e g e n e M a s s e n v o n g l e i c h e r D i c h t e w i r k e n a u f K r u m m u n g s g r ö ß e u n d G r a d i e n t i n g l e i c h e r W e i s e e i n, a u f d i e S c h w e r e i n t e n s i t a t j e d o c h p r o p o r t i o n a l i h r e r l i n e a r e n A u s d e h n u n g.

Die Fig. 71—73 zeigen die Wirkung punktformiger oder kugelformiger Massen auf die Schwereintensität J und die Beträge K und G von Krümmungsgröße und Gradient in Abhängigkeit von der Tiefe und der Entfernung vom Bezugspunkt. Vom Azimut sind J, K, G unabhangig; fur die Komponenten von K und G gilt: $\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = -K \cdot \cos 2\varphi$, $W_{xy} = K \cdot \sin 2\varphi$, $W_{zx} = G \cdot \cos\varphi$, $W_{zy} = G \cdot \sin\varphi$, wobei φ das Azimut der (punkt- oder kugelförmigen) Masse bedeutet.

Das Vorzeichen von K ist immer positiv, das Vorzeichen von J und G positiv, wenn die schwere Masse unterhalb, negativ, wenn sie oberhalb vom Bezugspunktniveau liegt. Die Abhängigkeit des Vorzeichens

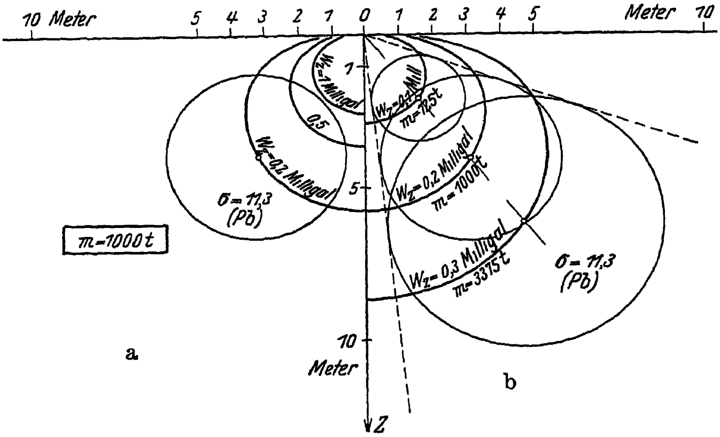


Fig. 71. a) Wirkung einer punktförmigen oder kugelförmigen Masse von 1000 t auf die Schwereintensität. b) Wirkung ähnlicher, ähnlich gelegener Massen auf die Schwereintensität, gezeigt an Kugeln von der Dichte $\sigma = 11{,}3$ (P b).

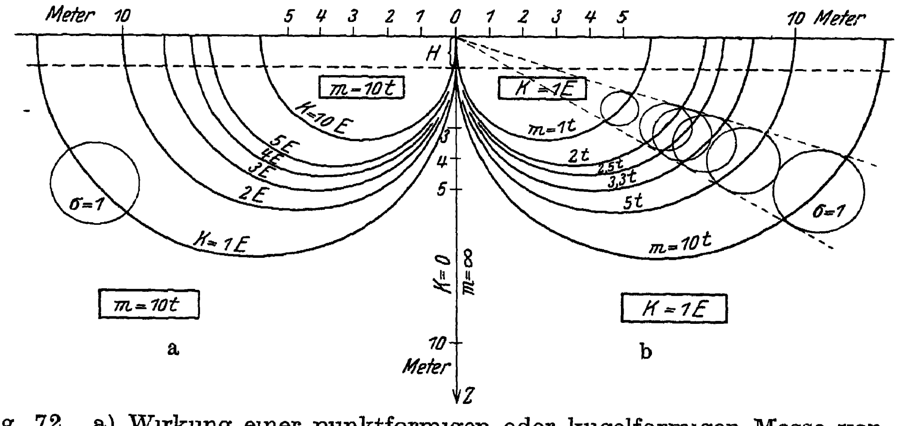


Fig. 72. a) Wirkung einer punktförmigen oder kugelförmigen Masse von 10 t auf den Betrag der Krümmungsgröße. b) Wirkung ähnlicher, ähnlich gelegener Massen auf den Betrag der Krümmungsgröße, gezeigt an Kugeln von der Dichte $\sigma = 1$. Die Fig bleibt gültig, wenn statt mit t und m mit kg und dm, gr und cm bezeichnet.

von W_z, $W_{yy} - W_{xx}$, W_{xy}, W_{zx}, W_{zy} von Azimut und Höhenlage einer schweren Masse (σ positiv) zeigen die Figuren 74—76. Dort ist auch das Azimut maximaler Wirkung — mit „max“ bezeichnet — eingetragen.

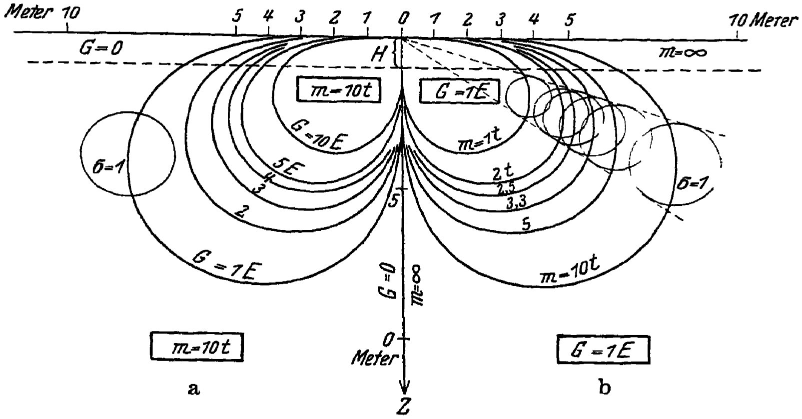


Fig 73. a) Wirkung einer punktformigen oder kugelformigen Masse von 10 t auf den Betrag des Gradienten b) Wirkung ahnlicher, ähnlich gelegener Massen auf den Betrag der Gradienten, gezeigt an Kugeln von der Dichte $\sigma = 1$. Die Figur bleibt gultig, wenn statt mit t und m mit kg und dm, g und cm bezeichnet.

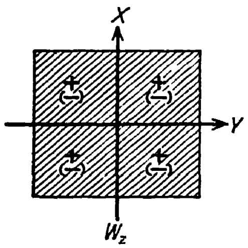


Fig. 74

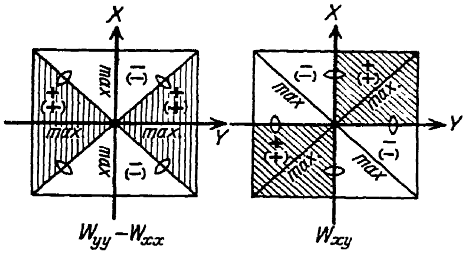


Fig. 75.

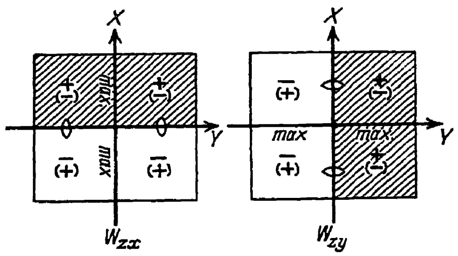


Fig. 76.

Fig 74, 75, 76. Vorzeichen der Wirkung einer schweren Masse (σ positiv) auf Schwereintensitat, Krummungsgroße, Gradient. Nicht eingeklammertes Vorzeichen: die Masse liegt unter dem Bezugspunktsniveau, eingeklammertes Vorzeichen: die Masse liegt über dem Bezugspunktsniveau. Bei negativem σ sind alle Vorzeichen umzukehren.

Bei einigen regelmaßig geformten Massen ist eine strenge Integration der Gleichungen (48) moglich, die bei manchen Massenformen auch zu handlichen Ausdrucken fuhrt. Im allgemeinen jedoch wird man zu graphischen oder rechnerischen Naherungsverfahren greifen mussen. Solche Verfahren, besonders zur Berechnung der Wirkung auf Krummungsgroße und Gradient, sind verschiedentlich veroffentlicht worden. Keines dieser Verfahren bietet prinzipielle Schwierigkeiten, lediglich handelt es sich darum, einen Weg zu finden, um die notwendigen Integrationen mit moglichst geringem Aufwand von Arbeitskraft und Material durchzufuhren. Um die Zweckmaßigkeit einzelner Methoden wird gestritten, außer von der Gestalt der zu untersuchenden Masse hangt es vom Arbeitsmaterial, von der Zahl der zur Verfugung stehenden Hilfskrafte, von der Ausbildung, der Übung, ja auch dem Geschmack des Bearbeiters ab, welchem Verfahren er den Vorzug geben will

β) Die rechnerische Bestimmung der Wirkung unregelmäßig geformter Massen auf die Schwereintensitat.

Unregelmaßig geformte Massen werden in hinreichend viele Volumenelemente von einfacher Gestalt zerlegt, deren Wirkung nach ubersichtlichen Formeln berechnet werden kann. Da auf die Schwereintensitat nur große Massen eine Wirkung von 1 Milligal und mehr ausuben, konnen kleine Einzelheiten vernachlassigt werden, und man kann die Zerlegung recht grob ausfuhren.

Meist ist eine Zerlegung in senkrechte Saulen ublich, die oben und unten von horizontalen Ebenen (ζ_1, ζ_2) begrenzt sind und deren Grundrisse von Radien (φ_1, φ_2) und konzentrischen Kreisen (ϱ_1, ϱ_2) mit dem Bezugspunkt als Mittelpunkt eingefaßt werden (Fig. 77). Die Wirkung einer solchen Massensäule auf die Schwereintensitat betragt

$$W_z = k^2 \sigma (\varphi_2 - \varphi_1)\cdot(r_{12}+r_{21}-r_{11}-r_{22}). \tag{50}$$

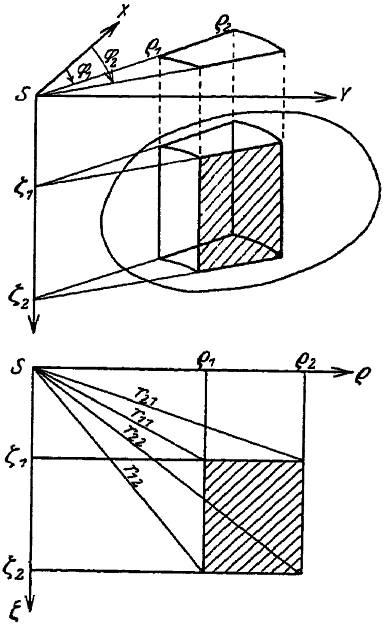


Fig. 77.

In manchen Fällen, besonders bei weit entfernten Säulen, läßt dieser Ausdruck noch Vereinfachungen zu. Eingehende

Ausfuhrungen uber die Bestimmung der Wirkung gegebener Massen auf die Schwereintensitat bringt HELMERT[1]).

Die Berechnung der Wirkung auf Krummungsgröße und Gradient ist nach dieser Methode praktisch nicht ausfuhrbar. Es müßte zu sehr auf kleine Einzelheiten eingegangen werden, auch sind die Formeln fur die Wirkung einer Saule nicht gerade einfach[2])

γ) Diagramme als Hilfsmittel zur Bestimmung der Wirkung unregelmaßig geformter Massen auf Schwereintensitat, Krummungsgroße und Gradient (Diagramme von K. JUNG, HAALCK, HEILAND).

Die Benutzung von Diagrammen bietet erhebliche Erleichterungen und macht die Bestimmung der Wirkung auf Krummungsgroße und Gradient auf dem begonnenen Wege erst praktisch moglich. Durch einfaches Auszahlen vom Grundriß oder von Profilen wird die Integration uber zwei Dimensionen ausgefuhrt, die dritte Dimension wird dadurch berucksichtigt, daß man je nach ihrer Ausdehnung den Auszahlungen verschiedenes Gewicht gibt oder die Auszahlungen in Formeln einsetzt, die die dritte Dimension als Argument enthalten, oder für verschiedene Werte der dritten Dimension verschiedene Diagramme benutzt.

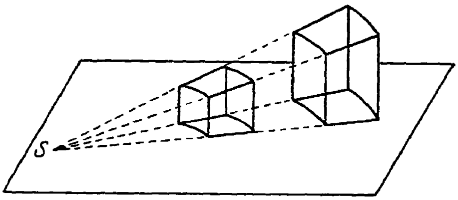


Fig. 78

[1]) HELMERT, Die mathematischen und physikalischen Theorien der hoheren Geodäsie, Leipzig 1884, Bd. II.

[2]) Es ist namlich:

$$\frac{1}{2}\underset{[W_{xy}]}{(W_{yy}-W_{xx})} = \frac{1}{4} k^2 \sigma (\underset{[\cos]}{\sin} 2\varphi_2 - \underset{[\cos]}{\sin} 2\varphi_1) \left\{ \left(\frac{\zeta_1}{r_{11}} + \frac{\zeta_2}{r_{22}} - \frac{\zeta_2}{r_{12}} - \frac{\zeta_1}{r_{21}} \right) + 2 \ln \frac{(\zeta_1 + r_{11})(\zeta_2 + r_{22})}{(\zeta_2 + r_{12})(\zeta_1 + r_{21})} \right\}$$

$$\underset{[W_{zy}]}{W_{zx}} = k^2 \sigma (\underset{[\cos]}{\sin} \varphi_2 - \underset{[\cos]}{\sin} \varphi_1) \left\{ \left(\frac{\varrho_1}{r_{11}} + \frac{\varrho_2}{r_{22}} - \frac{\varrho_1}{r_{12}} - \frac{\varrho_2}{r_{21}} \right) - \ln \frac{(\varrho_1 + r_{11})(\varrho_2 + r_{22})}{(\varrho_1 + r_{12})(\varrho_2 + r_{21})} \right\}$$

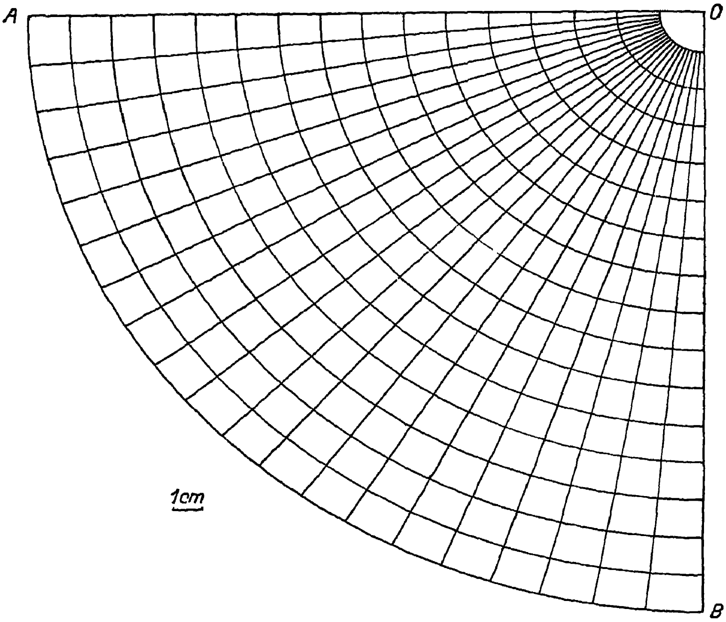


Fig. 79a. Diagramm fur die Schwereintensitat W_z.
Zahlwert: 6,67 · σ 10^{-6} E Milligal.

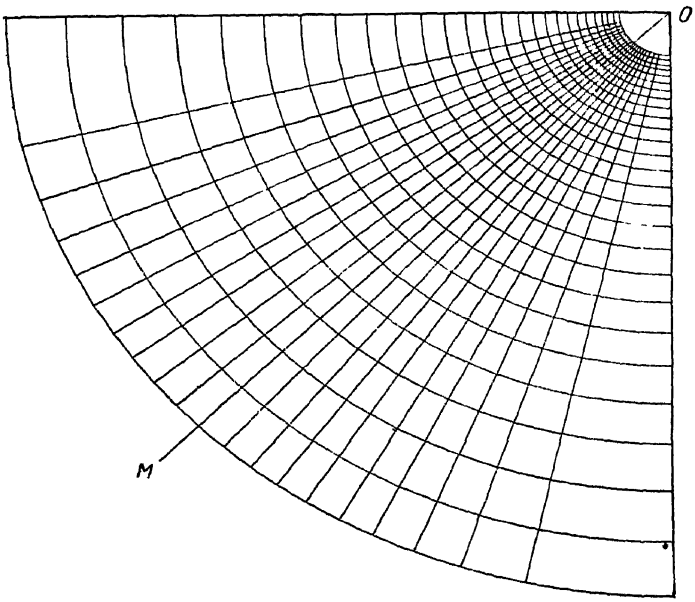


Fig. 79b. Diagramm für die Krümmungsgroße $\frac{1}{2}$ $(W_{yy} - W_{xx})$, W_{xy}.
Zählwert 0,167 · σ Eötvos-Einheiten [bei Anwendung auf „zweidimensionale" Einbettungen 0,667 σ Eotvos-Einheiten].

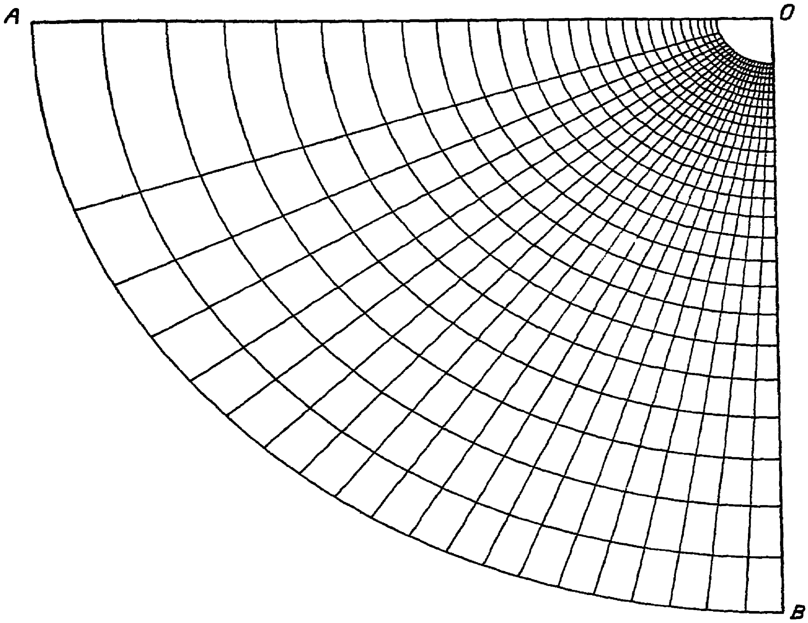


Fig. 79c. Diagramm fur den Gradient W_{zx}, W_{zy}.
Zahlwert. 0,333 σ Eotvos-Einheiten

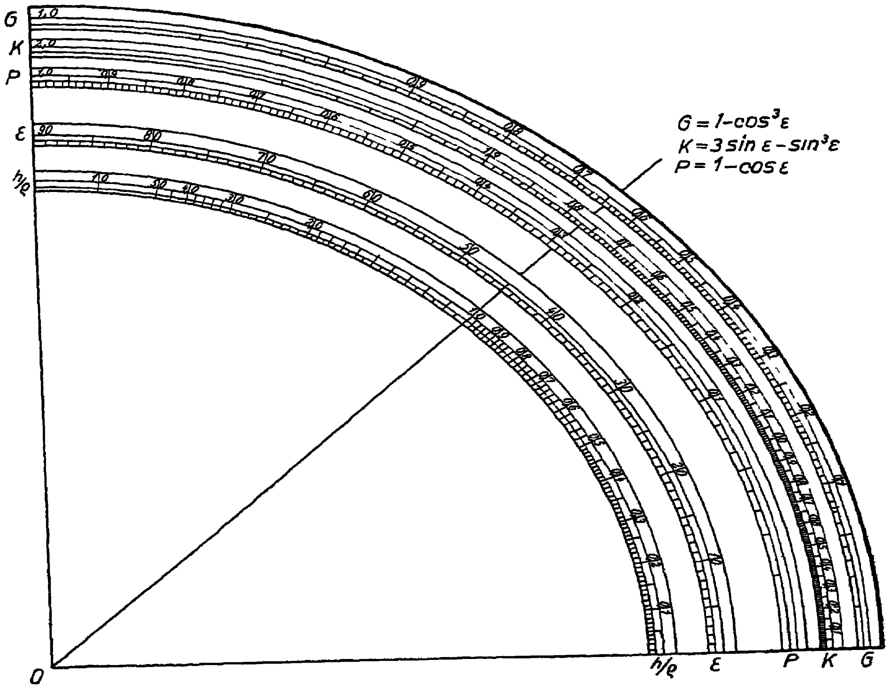


Fig. 79d. Gewicht P (ε), K (ε), G (ε).

Die Diagramme von K. JUNG[1]). Die Saulenelemente reichen vom Niveau des Bezugspunktes S bis zur Kegelflache mit der Spitze S und dem Erhebungswinkel ε (Fig. 78). Das Ergebnis der Integration über ein solches Massenelement hat die Form:

$$(51)\quad w = k^2 \sigma f(\varepsilon) \int\limits_{\varrho_\mu}^{\varrho_{\mu+1}} \int\limits_{\varphi_\nu}^{\varphi_{\nu+1}} m(\varrho)\, n(\varphi)\, d\varrho\, d\varphi = k^2 \sigma f(\varepsilon) M(\varrho_\mu, \varrho_{\mu+1})\, N(\varphi_\nu, \varphi_{\nu+1})$$

wobei w, f, m, n, M, N folgende Funktionen bedeuten:

w	f (ε)	m (ϱ)	n (φ)	M ($\varrho_\mu, \varrho_{\mu+1}$)	N ($\varphi_\nu, \varphi_{\nu+1}$)
W_z	$P(\varepsilon) = 1 - \cos\varepsilon$	1	1	$\varrho_{\mu+1} - \varrho_\mu$	$\varphi_{\nu+1} - \varphi_\nu$
$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$	$K(\varepsilon) = 3\sin\varepsilon - \sin^3\varepsilon$	$\frac{1}{\varrho}$	$\cos 2\varphi$	$\ln\frac{\varrho_{\mu+1}}{\varrho_\mu}$	$\frac{1}{2}(\sin 2\varphi_{\nu+1} - \sin 2\varphi_\nu)$
W_{xy}			$\sin 2\varphi$		$\frac{1}{2}(\cos 2\varphi_{\nu+1} - \cos 2\varphi_\nu)$
W_{zx}	$G(\varepsilon) = 1 - \cos^3\varepsilon$	$\frac{1}{\varrho}$	$\cos\varphi$	$\ln\frac{\varrho_{\mu+1}}{\varrho_\mu}$	$\sin\varphi_{\nu+1} - \sin\varphi_\nu$
W_{zy}			$\sin\varphi$		$\cos\varphi_{\nu+1} - \cos\varphi_\nu$

Nun werden Diagramme hergestellt, die aus Radien und konzentrischen Kreisen um S bestehen (Fig. 79a, b, c) und den Grundriß so in Felder einteilen, daß fur jedes Feld das Produkt M · N denselben Wert hat. Bezeichnet man $k^2\sigma \cdot M N$ als „Zählwert" des Feldes, f als „Gewicht", so gilt fur jede Massensaule: Wirkung = Zahlwert · Gewicht.

Von der zu untersuchenden Masse werden auf durchsichtiges Papier Karten mit Linien gleichen Erhebungswinkels gezeichnet und so auf die Diagramme gelegt, daß bei Bestimmung von Krummungsgroße und Gradient, die Linien O M und O B auf die in den Fig. 75 und 76 mit „max" bezeichneten Azimute zu liegen kommen, wahrend fur die Schwereintensitat alle Richtungen gleichwertig sind. Nun wird zwischen je zwei Linien gleichen Erhebungswinkels ausgezählt, mit Zahlwert und Gewicht multipliziert und das Vorzeichen nach den Angaben der Fig 75 und 76 angebracht.

Der Zahlwert ist bei den Diagrammen für Krümmungsgroße und Gradient unabhangig vom Maßstab der Karte, der gleichen Wirkung geometrisch ahnlicher Massen entsprechend; bei dem Diagramm fur die Schwereintensität ist mit dem reziproken Maßstab E der Karte

[1]) KARL JUNG, Diagramme zur Bestimmung der Terrainwirkung fur Pendel und Drehwage und zur Bestimmung der Wirkung „zweidimensionaler" Massenordnungen. ZS. f. Geophys. 3, 202—212. 1927.

zu multiplizieren. Das Gewicht ist in Fig. 79d als Funktion vom Erhebungswinkel ε oder der seiner Tangente $\frac{h}{\varrho}$ dargestellt.

Unmittelbar erhält man die Wirkung von Massen, die zwischen dem Niveau des Bezugspunktes und der durch ϱ, φ, ε gegebenen Fläche liegen. Massen, die das Bezugspunktsniveau nicht erreichen, behandelt man mittelbar durch Subtraktion nach Fig. 80.

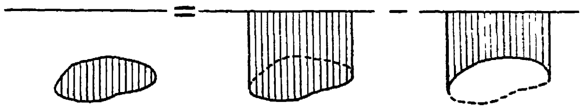


Fig 80.

Trotz der gedanklichen Einfachheit und Übersichtlichkeit ist die Benutzung dieser Diagramme nicht immer zu empfehlen: wenn Höhenlinien der zu untersuchenden Massen bereits vorliegen, ist ein auf den Höhenlinien beruhendes Verfahren zweckmäßiger.

Die Diagramme von HAALCK[1]). HAALCK geht bei der Konstruktion seiner Diagramme gleichfalls von Gleichung (51) aus. Seine Diagramme dienen zum Auszählen der in geeigneten Azimuten ausgemessenen Profile, berücksichtigen also die Koordinaten ϱ und ε Sie sind so konstruiert, daß die Produkte $f \cdot M$ für jedes Feld den gleichen Wert haben. Sie bestehen aus senkrechten Linien $\varrho = \text{const}$ und aus Treppenpolygonen mit horizontalen Stufen, die der bequemen Ablesung wegen die Geraden $\varepsilon = \text{const}$ ersetzten Für Krümmungsgröße und Gradient ist je ein Diagramm nötig. Die Abhängigkeit vom Azimut wird dadurch berücksichtigt, daß die Resultate der Auszählung der einzelnen Profile in Formeln eingesetzt werden, die das Azimut als Argument enthalten.

Die Diagramme von HEILAND[2]) beruhen auf einer Zerlegung nach sphärischen Koordinaten. Wie bei HAALCK werden Profile ausgezählt. Für jedes Azimut ist je ein Diagramm für Krümmungsgröße und Gradient nötig. Bei Auszählungen in 16 gleichabständigen Azi-

---

[1]) H. HAALCK, Ein graphisches Verfahren für Drehwaagemessungen zur Berechnung der Geländewirkung und der Wirkung beliebig gestalteter Massenkörper. ZS. f. Geophys. 4, 161—178. 1928. Das gravimetrische Verfahren der angewandten Geophysik. Sammlung geophys. Schriften Bd. 10, Gebr. Borntraeger, Berlin 1929.

[2]) C. A. HEILAND, A new graphical method for torsion ballance topographical corrections and interpretations. Bull. of the Amer. Assoc. of Petroleum Geologists 13, 39—74. 1929.

muten reduziert sich ihre Anzahl auf zwei Diagramme fur die Krummungsgroße und vier Diagramme für den Gradient. Diese sind vom Verfasser in gebrauchsfertigem Zustand mit allen notigen Ausfuhrungen über das Vorzeichen und die Wahl des richtigen Diagramms angegeben.

δ) Die Methode von Lancaster-Jones zur Bestimmung der Wirkung unregelmäßig geformter Massen auf Krummungsgröße und Gradient[1]).

Die Massen werden in horizontale Platten zerlegt und diese weiterhin durch Linien $\xi = \text{const}$ und $\eta = \text{const}$ in Streifen, entweder derart, daß deren Breiten $\Delta(\eta)$ und $\Delta(\xi)$ oder die Differenzen $\Delta(\eta^2)$ und $\Delta(\xi^2)$ der Quadrate von η und ξ über die ganze Platte hin gleich sind Bedeutet ζ die Tiefe der Platte, d ihre Dicke, dann ist die Wirkung einer solchen Platte (Fig. 81).

$$\text{(a)}\quad W_{xy} = \frac{1}{2} k^2 \sigma \Delta(\eta^2)\, d \cdot \sum_{\eta} \left(\frac{1}{r_{A_1}^3} - \frac{1}{r_{A_2}^3} \right) = \frac{1}{2} k^2 \sigma \Delta(\xi^2)\, d \cdot \sum_{\xi} \left(\frac{1}{r_{B_1}^3} - \frac{1}{r_{B_2}^3} \right),$$

$$(52)\ \text{(b)}\quad W_{zx} = k^2 \sigma \Delta(\eta) \zeta\, d \cdot \sum_{\eta} \left(\frac{1}{r_{A_1}^3} - \frac{1}{r_{A_2}^3} \right),$$

$$\text{(c)}\quad W_{zy} = k^2 \sigma \Delta(\xi) \zeta\, d \cdot \sum_{\xi} \left(\frac{1}{r_{B_1}^3} - \frac{1}{r_{B_2}^3} \right).$$

Zur Bestimmung der Ausdrucke $\frac{1}{r_{A_1}^3}$, $\frac{1}{r_{A_2}^3}$ aus einer Hohenlinienkarte hat Lancaster-Jones eine einfache Vorrichtung mit einem nach der Funktion $\frac{1}{r^3}$ geteilten Lineal konstruiert, mit deren Hilfe die Bestimmung der Ausdrucke (52) verhältnismaßig schnell vorgenommen werden kann, besonders wenn zwei Bearbeiter zur Verfügung stehen, einer zur Ablesung, der andere zum Aufschreiben der Ablesungen.

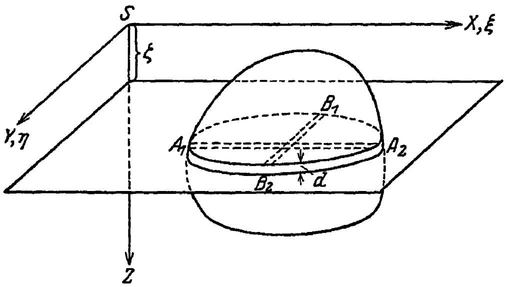


Fig. 81.

Die Wirkung auf $\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$ wird durch Transformation in ein gegen das ursprungliche Koordinatensystem um 45° gedrehtes System [Gleichung (38a), S. 142] und Verwendung von (52a) gefunden.

[1]) E. Lancaster-Jones, The Computation of Gravitational Effects due to irregular Mass Distributions. Monthly Notices of Roy. Astr. Soc. Geophys. Suppl. II, 121—140, No. 3. March 1929.

ε) Die Belowsche Methode.

Die Methode von J. G. Below (s. u. S. 176), eigentlich nur zur Bestimmung der Wirkung entfernterer Geländeteile bei der Geländereduktion bestimmt und unter den hierfür üblichen Vereinfachungen

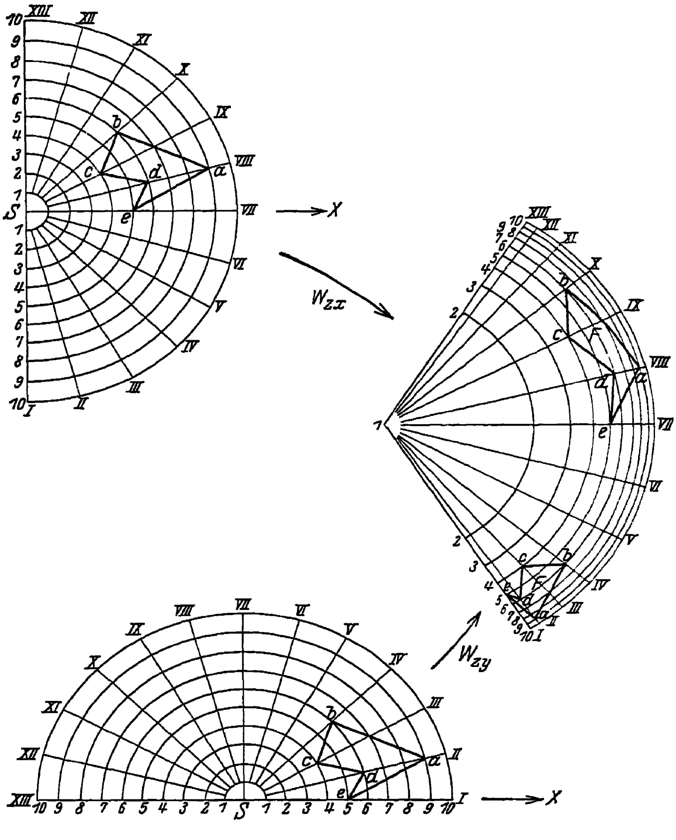


Fig. 82. Aufzeichnen der Linien gleichen Erhebungswinkels zur Bestimmung des Gradienten durch Ausplanimetrieren nach dem Verfahren von J. G Below.

abgeleitet, laßt sich leicht so umgestalten, daß sie zur Bestimmung der Wirkung beliebiger Massen dienen kann[1]).

Die Integrale $k^2\sigma\, f(\varepsilon)\iint m(\varrho)\, n(\varphi)\, d\varrho\, d\varphi$ der Gleichung (51), S 166 lassen sich durch die nachstehend angegebenen Substitutionen in

[1]) K. Jung, Die Belowsche Methode zur Bestimmung der Wirkung gegebener Massen auf Krümmungsgröße und Gradient, ihre Verallgemeinerung für beliebige Massenformen und ihre Anwendung auf „zweidimensionale“ Massenanordnungen. ZS. f. Geophys. 6, 114—122, 1930.

Integrale von der Form $\iint R\, dR\, d\Phi$ umformen, d. h. durch Flächeninhalte im Polarkoordinatensystem R, Φ ausdrucken.

	R	$\|\Phi\|$
W_z	$\sqrt{2\varrho}$	$\|\varphi\|$
$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$	$\sqrt{2 \ln \varrho}$	$\frac{1}{2}\|\sin 2\varphi\|$
W_{xy}		$\frac{1}{2}\|\cos 2\varphi\|$
W_{zx}		$\|\sin\varphi\|$
W_{zy}		$\|\cos\varphi\|$

Zeichnet man den Substitutionen entsprechend die Linien gleichen Erhebungswinkels in den Koordinaten R, Φ auf (naturlich verzerrt), so entspricht dem Auszahlen der Flachen zwischen je zwei Linien gleichen Erhebungswinkels mit den Diagrammen von K. Jung die Bestimmung des Flacheninhalts zwischen den entsprechenden umgezeichneten Linien, eine Arbeit, die sich mit dem Planimeter schneller und sicherer ausfuhren laßt. Fig. 82 zeigt, wie fur den Gradienten die Aufzeichnung vorzunehmen ist. Auf die richtige Wahl des Vorzeichens ist zu achten

Ähnlich konnte man bei den Diagrammen von Haalck und Heiland verfahren, doch durfte die Zeitersparnis nicht bedeutend sein.

b) Spezielle Methoden zur Bestimmung der Geländewirkung (topographische Wirkung, karthographische Wirkung).

Unter Gelandewirkung versteht man die Wirkung der Abweichung der Oberflächengestalt der Erde von einer Ebene. Hierbei handelt es sich nur um ein Gebiet von hochstens einigen Kilometern Radius, es kann also die Krummung der Erdoberflache unbedenklich vernachlässigt werden, nachdem die Wirkung der Abweichung des Rotationsellipsoids von der Kugel und die Zentrifugalkraft als „normale Wirkung" bereits von den Messungen subtrahiert worden sind (s. S. 147ff.).

Im Grunde handelt es sich um nichts anderes als die Bestimmung der Wirkung unregelmaßig geformter Massen. Die Unebenheiten des Geländes zeichnen sich dadurch aus, daß die Hohenunterschiede gegen die Entfernung vom Stationspunkt klein sind. Hierdurch sind wesentliche Vereinfachungen möglich, man kann einfache Formeln zur Berechnung der Geländewirkung auch für Krummungsgröße und Gradient

aufstellen, was im ganz allgemeinen Fall nicht moglich ist. Es ist zu beachten, daß die speziell fur die Geländewirkung abgeleiteten Methoden nicht allgemein anwendbar sind, sondern nur unter den bei ihrer Ableitung gemachten Voraussetzungen gelten.

Ausgangsniveau ist das Niveau des Bezugspunktes S. Wo sich das Gelande uber das Ausgangsniveau erhebt, sind zwischen diesem und der Oberflache Massen mit positiver Dichte σ zu betrachten; senkt sich das Gelande unter das Ausgangsniveau, so ist σ negativ, da Massen zwischen dem Ausgangsniveau und der Oberflache fehlen. Dies ist bei Bestimmung des Vorzeichens nach den Fig. 75 und 76 zu beachten.

An Stelle des genannten Ausgangsniveaus kann jedes beliebige Niveau treten, denn die ebene Gesteinsplatte zwischen den Niveaus übt auf Krummungsgroße und Gradient keine Wirkung aus. Man kann beim Gradienten fur verschiedene Entfernungen vom Stationspunkt verschiedene Hilfsniveaus nehmen, wenn man auf Symmetrie in bezug auf den Stationspunkt achtet. (Vorsicht bei der Krummungsgroße! Vgl. Fig. 75.)

Es bedeute h die Höhe des Gelandes uber dem Bezugspunkt S. Dann ist zur Ableitung rechnerischer Methoden bei positivem h, wenn das Gelande sich uber das Bezugspunktsniveau erhebt, das Integral $\sigma \cdot \int\limits_{\zeta=-h}^{0}$ zu bestimmen Senkt sich das Gelande unter das Bezugspunktsniveau (h negativ), so ist das Integral $-\sigma \cdot \int\limits_{\zeta=0}^{-h}$, zu bestimmen. Dieses ist aber gleich $+\sigma \cdot \int\limits_{\zeta=-h}^{0}$, und es konnen alle Gelandeteile gleichartig behandelt werden.

α) Die Schweydarschen Formeln fur die Gelandewirkung auf die Drehwaage[1]) und ahnliche Methoden.

Es sei H = S F die Bezugspunktshohe des Instruments, h die Hohe des Gelandes uber S (Fig. 83). Um den Stationspunkt herum wird das Gelande in den Schnittpunkten konzentrischer Kreise $\varrho =$ const und gleichabständiger Radien $\varphi = \frac{2\pi}{p}$ ausnivelliert und so in den durch die Kreise und Radien festgelegten Punkten die Höhe h bestimmt.

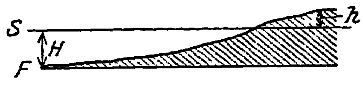


Fig. 83.

1) W. Schweydar, Die topographische Korrektion bei Schweremessungen mittels einer Torsionswage. ZS. f. Geophys. 1, 81—89. 1924/25; 3, 17—23. 1927.

Zur Gewinnung einfacher Formeln, in die die gemessenen Werte h bzw. ihre Quadrate eingesetzt werden konnen, wird die Integration der Gleichungen (48) uber ζ von $\zeta = -h$ bis $\zeta = 0$ vorgenommen. Unter der fur flach ansteigendes Gelande zulassigen Vereinfachung $r = \sqrt{\varrho^2 + h^2} \approx \sqrt{\varrho^2 + H^2}$ erhalt man hierdurch als Grundlage fur die weitere Rechnung:

$$\text{(53)}\quad \begin{aligned}
&\text{a)}\quad \frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = -\frac{3}{2}k^2\sigma \int\limits_{\varrho=0}^{\infty}\int\limits_{\varphi=0}^{2\pi} \frac{\varrho^3 \cos 2\varphi}{(\varrho^2 + H^2)^{\frac{5}{2}}}\, h\, d\varrho\, d\varphi\\
&\text{b)}\quad W_{xy} = \frac{3}{2}k^2\sigma \int\limits_{\varrho=0}^{\infty}\int\limits_{\varphi=0}^{2\pi} \frac{\varrho^3 \sin 2\varphi}{(\varrho^2 + H^2)^{\frac{5}{2}}}\, h\, d\varrho\, d\varphi,\\
&\text{c)}\quad W_{zx} = -\frac{3}{2}k^2\sigma \int\limits_{\varrho=0}^{\infty}\int\limits_{\varphi=0}^{2\pi} \frac{\varrho^2 \cos \varphi}{(\varrho^2 + H^2)^{\frac{5}{2}}}\, h^2\, d\varrho\, d\varphi,\\
&\text{d)}\quad W_{zy} = -\frac{3}{2}k^2\varrho \int\limits_{\varrho=0}^{\infty}\int\limits_{\varphi=0}^{2\pi} \frac{\varrho^2 \sin \varphi}{(\varrho^2 + H^2)^{\frac{5}{2}}}\, h^2\, d\varrho\, d\varphi.
\end{aligned}$$

Hierbei ist h als Funktion von ϱ und φ anzusehen.

Formeln für die Krummungsgroße. Zwischen zwei benachbarten Kreisen $\varrho = \varrho_n$ und $\varrho = \varrho_{n+1}$ wird der Verlauf von h linear angenommen, $h = \alpha + \beta\varrho$. Wenn h_n und h_{n+1} die auf ein und demselben Radius $\varphi = \text{const}$ gemessenen Werte von h in den Entfernungen ϱ_n und ϱ_{n+1} bedeuten, so ist

$$h = \frac{1}{\varrho_{n+1} - \varrho_n}\left\{(h_n \varrho_{n+1} - h_{n+1}\varrho_n) - \varrho(h_n - h_{n+1})\right\}.$$

Dies in (53a, b) eingesetzt, ergibt

$$\text{(54)}\quad -\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})\ [+W_{xy}] = \frac{3k^2\sigma}{2(\varrho_{n+1} - \varrho_n)}\left\{(I_1)_n^{n+1}\int\limits_0^{2\pi} \cos 2\varphi\ [\sin]\ (h_n\varrho_{n+1} - h_{n+1}\varrho_n)\, d\varphi - (I_2)_n^{n+1}\int\limits_0^{2\pi} \cos 2\varphi\ [\sin]\ (h_n - h_{n+1})\, d\varphi\right\},$$

wobei

$$(55)\quad \begin{aligned} (I_1)_n^{n+1} &= \int_{\varrho_n}^{\varrho_{n+1}} \frac{\varrho^3\, d\varrho}{(\varrho^2+H^2)^{\frac{5}{2}}} = - \Bigg|_{\varrho_n}^{\varrho_{n+1}} \frac{\varrho + \frac{2}{3}H^2}{(\varrho^2+H^2)^{\frac{3}{2}}} \\ (I_2)_n^{n+1} &= \int_{\varrho_n}^{\varrho_{n+1}} \frac{\varrho^4\, d\varrho}{(\varrho^2+H^2)^{\frac{5}{2}}} = - \Bigg|_{\varrho_n}^{\varrho_{n+1}} \frac{4}{3}\varrho \frac{\varrho^2 + \frac{3}{4}H^2}{(\varrho^2+H^2)^{\frac{3}{2}}} + \Bigg|_{\varrho_n}^{\varrho_{n+1}} \ln(\varrho + \sqrt{\varrho^2+H^2}) \end{aligned}$$

h_n, h_{n+1} sind noch von φ abhangig. Um $\int_0^{2\pi} h_n \underset{[\sin]}{\cos} 2\varphi\, d\varphi$ und $\int_0^{2\pi} h_{n+1} \underset{[\sin]}{\cos} 2\varphi\, d\varphi$ zu bestimmen, denkt man sich h auf ϱ_n und ϱ_{n+1} in Fouriersche Reihen entwickelt

$$\underset{[n+1]}{h_n} = \underset{[n+1]}{a_n} + \underset{[n+1]}{b_n} \sin\varphi + \underset{[n+1]}{c_n}\cos\varphi + \underset{[n+1]}{d_n}\sin 2\varphi + \underset{[n+1]}{e_n}\cos 2\varphi + \ldots$$

Aus der Theorie der Fourierschen Reihen ist bekannt, daß

$$\pi e = \int_0^{2\pi} h\cos 2\varphi\, d\varphi\,,\quad \pi d = \int_0^{2\pi} h \sin 2\varphi\, d\varphi$$

Dies in (54) eingesetzt ergibt die Wirkung des Ringes zwischen den Entfernungen ϱ_n und ϱ_{n+1}:

$$(56)\quad -\frac{1}{2}\underset{[+(W_{xy})_n^{n+1}]}{(W_{yy} - W_{xx})_n^{n+1}} = \frac{3k^2\sigma\pi}{2(\varrho_{n+1}-\varrho_n)}\Big\{\underset{[d_n]}{e_n}[(I_1)_n^{n+1}\varrho_{n-1} - (I_2)_n^{n-1}] + \underset{[d_{n+1}]}{e_{n+1}}[-(I_1)_n^{n-1}\varrho_n + (I_2)_n^{n+1}]\Big\}.$$

und man findet $\underset{[d_n]}{e_n}$ auf dem Kreis ϱ_n aus

$$(57)\quad \underset{[d_n]}{e_n} = \frac{2}{p}\sum_{m=1}^{p} h_{n,m} \underset{[\sin]}{\cos} 2\varphi\,.$$

Es ist noch über alle Werte n = 0, 1, 2, ... zu summieren.

Bei einem Nivellement in 8 Azimuten (p = 8) ergibt sich schließlich eine Formel von der Gestalt:

$$(58)\quad -\frac{1}{2}\underset{[W_{xy}]}{(W_{yy} - W_{xx})} = \sigma\sum_n L_n(\underset{[45^0]}{h_{\varphi=0^0}} - \underset{[135^0]}{h_{90^0}} + \underset{[225^0]}{h_{180^0}} - \underset{[315^0]}{h_{270^0}})_{\varrho=\varrho_n},$$

und man erhalt für die Bezugspunktshohe $H = 1$ m und verschiedene Entfernungen ϱ_n aus (55), (56), (57) die Koeffizienten:

ϱ_n:	1,5 m	3 m	5 m	10 m	20 m	40 m	60 m	100 m	150 m
L_n:	17,4	11,6	8,27	5,27	2,70	1,125	0,588	0,365	0,1845

ϱ_n:	200 m	300 m	500 m	1000 m
L_n:	0,1175	0,1095	0,0917	0,0543,

wenn die h in m und $\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$, W_{xy} in Eotvös-Einheiten (10^{-9} sec^{-2}) ausgedruckt werden.

Formeln für den Gradienten. Man kann ebenso vorgehen wie bei der Krummungsgroße; zweckmaßiger ist es, h^2 in Fouriersche Reihen zu entwickeln: $h^2 = A + B\sin\varphi + C\cdot\cos\varphi\ \ldots$ und zwischen den Entfernungen ϱ_n und ϱ_{n+1} quadratisch zu interpolieren: $h^2 = \alpha + \beta\varrho + \gamma\varrho^2$. Es tritt ein Integral $(I_3)_n^{n+2}$ auf:

(55a) $$(I_3)_n^{n+2} = \int_{\varrho_n}^{\varrho_{n+2}} \frac{\varrho^2\,d\varrho}{(\varrho^2+H^2)^{\frac{5}{2}}} = \Big|_{\varrho_n}^{\varrho_{n+2}} \frac{\varrho^3}{3H^2(\varrho^2+H^2)^{\frac{3}{2}}},$$

$(I_1)_n^{n+2}$ und $(I_2)_n^{n+2}$ sind von ϱ_n bis ϱ_{n+2} zu erstrecken.

Die Wirkung des Ringes zwischen ϱ_n und ϱ_{n+1} ist:

(56a) $$\begin{aligned} -\underset{[-(W_{zy})_n^{n+2}]}{(W_{zx})_n^{n+2}} = -\frac{3}{2}k^2\sigma\pi\Big\{&\frac{C_n\,[B_n]}{(\varrho_{n+1}-\varrho_n)(\varrho_{n+2}-\varrho_n)}\big[(I_3)_n^{n+2}\varrho_{n+1}\varrho_{n+2} \\ &- (I_1)_n^{n+2}(\varrho_{n+2}+\varrho_{n+1}) + (I_2)_n^{n+2}\big] \\ &+ \frac{C_{n+1}\,[B_{n+1}]}{(\varrho_{n+1}-\varrho_n)(\varrho_{n+2}-\varrho_{n+1})}\big[-(I_3)_n^{n+2}\varrho_n\varrho_{n+2} + (I_1)_n^{n+2}(\varrho_{n+2}+\varrho_n) - (I_2)_n^{n+2}\big] \\ &+ \frac{C_{n+2}\,[B_{n+2}]}{(\varrho_{n+2}-\varrho_{n+1})(\varrho_{n+2}-\varrho_n)}\big[(I_3)_n^{n+2}\varrho_n\varrho_{n+1} - (I_1)_n^{n+2}(\varrho_{n+1}+\varrho_n) + (I_2)_n^{n+2}\big]\Big\}, \end{aligned}$$

wobei

(57a) $$\underset{[B_n]}{C_n} = \frac{2}{p}\sum_{m=1}^{p} h_{n,m}^2 \underset{[\sin]}{\cos\varphi}$$

Es ist zu summieren uber $n = 0, 2, 4, \ldots$

Fur ein Nivellement in 8 Azimuten ($p = 8$) ergibt sich eine Formel von der Gestalt:

(58a) $$-\underset{[-W_{zy}]}{W_{xy}} = \sigma\sum_n\Big\{M_n\big(\underset{[90^0]}{h_{0^0}^2} - \underset{[270^0]}{h_{180^0}^2}\big)_{\varrho=\varrho_n} + N_n\big(h_{45^0}^2 \underset{[+]}{-} h_{135^0}^2 - h_{225^0}^2 \underset{[-]}{+} h_{315^0}^2\big)_{\varrho=\varrho_n}\Big\}$$

$n = 1, 2, 3, \ldots$

und man erhalt für die Bezugspunktshohe $H = 1$ m aus (55, 55a), (56a), (57a) die Koeffizienten:

ϱ_n:	1,5 m	3 m	5 m	10 m	20 m	40 m	60 m
M_n:	17,38	1,778	2,21	0,375	0,1900	0,01564	0,01310
N_n:	12,28	1,256	1,560	0,265	0,1344	0,01106	0,00925

ϱ_n:	100 m	150 m	200 m	300 m	500 m	1000 m
M_n:	0,00258	0,001780	0,000328	0,000524	0,0001272	0,0000767
N_n:	0,001824	0,001258	0,000232	0,000370	0,0000899	0,0000543,

wenn die h^2 in m^2, W_{zx} und W_{zy} in Eotvos-Einheiten ausgedruckt werden.

Bei Entfernungen von mehr als 100 m kann die Bezugpunktshohe gegen die Entfernung vernachlassigt werden. Die diesen Entfernungen entsprechenden, durch besonders vereinfachte Methoden zu berechnende Wirkung bezeichnet Eotvös als „kartographische Wirkung" im Gegensatz zur „topographischen Wirkung" naherer Gelandeteile. Der Unterschied zwischen kartographischer und topographischer Wirkung fallt in den fertigen Schweydarschen Gebrauchsformeln nicht mehr auf, ist aber von Heiland benutzt worden, um die Berechnung der Zahlenkoeffizienten fur entfernte Gelandeteile zu vereinfachen[1]).

Ähnliche Formeln, in denen auch der Gradient mit den ersten Potenzen von h berechnet wird, sind von Eotvos[2]), Schweydar[3]), Nikiforov[4]) abgeleitet worden. Sie sind nur bei ziemlich ebenem Gelande zu empfehlen, und es muß vor allem der Standort des Instruments sorgfaltig planiert werden.

In den Formeln von B. Numerov[5]) braucht nicht mehr uber die einzelnen Entfernungen ϱ_n summiert zu werden, dafür treten aber an Stelle der Hohen h Funktionen $A = \sum_n A_n$, $B = \sum_n B_n$ von allen h_n und ϱ_n

---

[1]) C. Heiland, A cartographie correction for the Eotvos Torsion Balance. Amer Inst. of Mining and Metallurging Engineers, Techn. Publ. Nr 52, 1928.

[2]) Roland Eotvos, Verh. d. 15. Konf. d. Int. Erdmessung zu Budapest 1906.

[3]) W. Schweydar, Die topographische Reduktion bei Schweremessungen mittels einer Torsionswage. ZS. f. Geophys. 1, 81—89. 1924/25.

[4]) P. Nikiforov, Physical Principles of the Gravitational Method of Prospecting (russisch mit engl. Auszug). Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. Leningrad Nr. 1, 1925.

[5]) B. Numerov, Die topographische Reduktion bei Drehwagebeobachtungen. ZS. f. Geophys. 4, 119—134. 1928; Corrections of observations made by means of a gravitational variometer with respect to topography (russisch mit engl. Auszug). Bull. astronomique Leningrad 193—210, Nr. 17, 1927.

auf, deren Posten in umfangreichen Tabellen einzeln nachgeschlagen werden müssen. Die aufzuwendende Arbeit dürfte ungefähr die gleiche sein wie bei den Schweydarschen Formeln.

β) Die Diagramme von B. Numerov zur Bestimmung der Wirkung entfernterer Geländeteile (kartographische Wirkung)[1].

Die Diagramme sind unter der Voraussetzung abgeleitet, daß die Höhenunterschiede im Gelände und die Bezugspunktshöhe des Instruments klein gegen die Entfernung sind Die Diagramme sind also nicht wie die Diagramme von K. Jung, Haalck, Heiland allgemein anwendbar und sind auf Entfernungen von mehr als etwa 50 m beschränkt.

Ähnlich wie bei den Diagrammen von K. Jung wird der Grundriß ausgezählt und zwar zwischen je zwei Höhenlinien. Das den Auszählungen beizulegende Gewicht ist eine Funktion von Bezugspunktshöhe und Geländehöhe und ist vom Verfasser für die Bezugpunktshöhe $H = 1$ m und verschiedene Geländehöhen tabellarisch dargestellt.

γ) Die Methode von J. G. Below zur Bestimmung der Wirkung weiter entfernter Geländeteile auf die Drehwaage[2].

Die durch die Vernachlässigung $\varrho^2 + H^2 = \varrho^2$ vereinfachten Integrale (53) werden durch untenstehende Substitutionen in die Form $\iint R\, dR\, d\Phi$ übergeführt. Den Substitutionen entsprechend werden die Höhenlinien des entfernteren Geländes in das System R, Φ umgezeichnet, dann wird der Inhalt der zwischen je zwei Höhenlinien befindlichen Flächen mit dem Planimeter bestimmt, eine Arbeit, die schneller und sicherer ausgeführt werden kann als das Auszählen mit den Diagrammen von B. Numerov.

	R	$\lvert\Phi\rvert$
$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$	$\sqrt{\frac{2}{\varrho}}$	$\frac{1}{2}\lvert\sin 2\varphi\rvert$
W_{xy}		$\frac{1}{2}\lvert\cos 2\varphi\rvert$
W_{zx}	$\frac{1}{\varrho}$	$\lvert\sin\varphi\rvert$
W_{zy}		$\lvert\cos\varphi\rvert$

[1] Vgl. Fußnote 5, S. 175.

[2] Dargestellt von P. Nikiforov in „Physical Principles of the Gravitational Method of Prospecting“, Bull. of the Inst. of Pract Geophysics Leningrad, Nr. 1, S 211ff, 1925. K. Jung, ZS. f. Geophys. 6, 114—122, 1930.

Die Methode ist unverändert nicht auf stationsnahe Gebiete anwendbar (vgl. S. 169 f.) Sie bringt keine wesentliche Zeitersparnis, wenn Karten mit Höhenlinien bereits vorliegen.

δ. Besondere Formeln für die unmittelbare Nähe des Fußpunktes

Häufig wird der Aufstellungsort der Drehwaage eingeebnet oder wenigstens einigermaßen regelmäßig gestaltet. Dann kann man annehmen, daß die Geländehöhen über dem Bezugspunktsniveau durch folgenden Ausdruck gegeben sind.

$$h = \varrho\,(\varepsilon_x \cdot \cos\varphi + \varepsilon_y \cdot \sin\varphi) - H,$$

wobei ε_x und ε_y die Neigungen (Tangenten der Neigungswinkel α) des Geländes in der X- und Y-Richtung bedeuten, positiv bei Erhebung nach N und O. Hiermit erhält man

a) durch Integration der (nicht für starke Neigungen gültigen) Gleichungen (53) von $\varrho = 0$ bis $\varrho = \varrho$

$$\text{(59a)}\quad \begin{aligned} &\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = 0, \quad W_{xy} = 0, \\ &\underset{[W_{zy}]}{W_{zx}} = k^2 \sigma \pi \underset{[y]}{\varepsilon_x}\left(2 - \frac{3H}{\sqrt{\varrho^2 + H^2}} + \frac{H^3}{\sqrt{\varrho^2 + H^2}^{\,3}}\right) \end{aligned}$$

in Zahlen für $H = 1$ m, $\varrho = 1{,}5$ m. $\underset{[W_{zy}]}{W_{zx}} = 105\,\sigma \cdot \underset{[y]}{\varepsilon_x}$ E(ötvös);

b) durch Einsetzen in das Glied mit $\varrho = 1{,}5$ m der Schweydarschen Formeln [S. 173/174, Formeln (58, 58a)].

$$\text{(59b)}\quad \begin{aligned} &\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = 0, \quad W_{xy} = 0, \\ &\underset{[W_{zy}]}{W_{zx}} = 209\,\sigma \cdot \underset{[y]}{\varepsilon_x}\ \text{E(ötvös)}; \end{aligned}$$

c) durch Integration der Gleichungen (53) von $\varrho = 0$ bis $\varrho = \infty$:

$$\text{(59c)}\quad \begin{aligned} &\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = 0, \quad W_{xy} = 0. \\ &\underset{[W_{zy}]}{W_{zx}} = k^2 \sigma \pi \underset{[y]}{\varepsilon_x} \end{aligned}$$

in Zahlen (H beliebig): $\underset{[W_{zy}]}{W_{zx}} = 209\,\sigma \cdot \underset{[y]}{\varepsilon_x}$ E(ötvös);

Welchen Profilen die Formeln (59a, b, c) entsprechen, zeigen die Fig. 84a, b, c.

Für die Wirkung auf den Gradienten ist die allernächste Umgebung des Fußpunktes am wichtigsten, jedenfalls erhält man durch An-

wendung einer geeigneten der Formeln (58) einen ausreichend genauen Wert fur erste Abschatzungen. Hierfur kommt eine der Gleichungen (b) oder (c) in Frage. Gleichung (a) soll die Wirkung der Fußpunktsnahe geben, wenn nach einer anderen Methode weiter gearbeitet wird, und ist als alleinige Abschatzung nicht zu empfehlen.

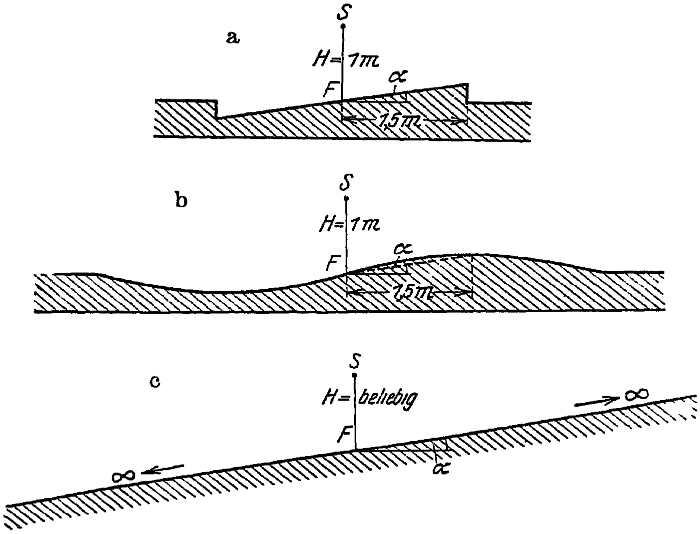


Fig. 84

Der Einfluß einer geneigten Ebene ist auf die Krummungsgroße nur bei geringen Neigungen gleich Null. Die dem Fall (b) entsprechende Formel fur starke Neigungen (Sonderfall der schiefen Stufe, Gleichung (69a), (S. 190) lautet:

$$(59\,b') \quad \begin{aligned} &\frac{1}{2}\,(W_{vv} - W_{uu}) = 209 \cdot \sigma \cdot \frac{\varepsilon^2}{1+\varepsilon^2} \text{ Eotvos-Einheiten,} \\ &W_{zu} = 419 \cdot \sigma \cdot \frac{\varepsilon}{1+\varepsilon^2} \text{ Eotvös-Einheiten, } W_{uv} = 0,\ W_{zv} = 0, \end{aligned}$$

wobei u die Richtung des starksten Anstiegs, ε die Tangente des Anstiegswinkels in dieser Richtung bedeuten.

d) „Zweidimensionale" Massenformen.

α) Allgemeines uber „zweidimensionale" Massenformen und ihre Wirkung auf Schwereintensitat, Krummungsgröße und Gradient.

Ein fur die Praxis wichtiger Spezialfall sind horizontal gelagerte, in ihrer Streichrichtung weit ausgedehnte Einbettungen mit uberall

nahezu gleichem Querschnitt. Diese werden meist mit genugender Annaherung als in der Streichrichtung (Y-Richtung) unendlich weit ausgedehnte Einbettungen mit uberall gleichem Querschnitt angesehen. Dann weist das ihnen entsprechende Schwerefeld keine Änderungen langs der Streichrichtung (Y) auf, es sind $W_y = 0$, $W_{yy} = 0$, $W_{xy} = 0$. $W_{zy} = 0$, die Wirkung solcher Massen kann ganz in der X- und Z-Dimension beschrieben werden, daher die Bezeichnung „zweidimensional“. Als Grundlage fur alle Berechnungen dient das „logarithmische“ Potential

$$(60)\qquad W = 2\,k^2\sigma \iint \ln \frac{1}{\varrho}\, d\xi\, d\zeta\,, \quad \varrho = \sqrt{\xi^2 + \zeta^2}\,,$$

ein Ausdruck, den man durch Integration des Newtonschen Potentials $W = k^2\,\sigma \iiint \frac{1}{r}\, d\xi\, d\eta\, d\zeta$ uber η von $-\infty$ bis $+\infty$ unmittelbar erhalt[1]). Schwereintensitat, Krummungsgroße und Gradient sind dann gegeben durch

$$\text{(a)}\qquad W_z = 2\,k^2\sigma \iint \frac{\zeta}{\varrho^2}\, d\xi\, d\zeta = 2\,k^2\sigma \iint \sin\varphi\, d\varrho\, d\varphi\,,$$

$$(61)\ \text{(b)}\qquad W_{xx} = 2\,k^2\sigma \iint \frac{\xi^2 - \zeta^2}{[\xi^2 + \zeta^2]^2}\, d\xi\, d\zeta = 2\,k^2\sigma \iint \frac{\cos 2\varphi}{\varrho}\, d\varrho\, d\varphi\,,$$

$$\text{(c)}\qquad W_{zx} = 4\,k^2\sigma \iint \frac{\xi\zeta}{[\xi^2 + \zeta^2]^2}\, d\xi\, d\zeta = 2\,k^2\sigma \iint \frac{\sin 2\varphi}{\varrho}\, d\varrho\, d\varphi\,,$$

wobei der Koordinatenanfang im Bezugspunkt liegt, ϱ die Entfernung des Querschnittelements vom Bezugspunkt und φ den Winkel (ϱ, x) bedeuten (Fig 85)

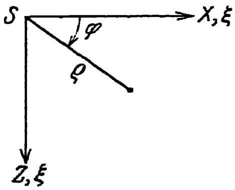


Fig. 85.

Massenelement ist eine mit Masse belegte nach beiden Seiten unendlich lange Gerade parallel der Y-Achse

Bei positivem W_{xx} liegt die Krummungsgröße parallel zur X-Achse bei negativem W_{xx} parallel zur Y-Achse; der Gradient ist immer parallel zur X-Achse, bei positivem W_{zx} zeigt er in Richtung wachsender x-Werte, bei negativem W_{zx} in Richtung abnehmender x-Werte (vgl. S. 137). Andere Falle kommen bei „zweidimensionalen“ Einbettungen nicht vor.

[1]) Siehe z. B. Clemens Schaefer, Einführung in die theoretische Physik Bd. I.

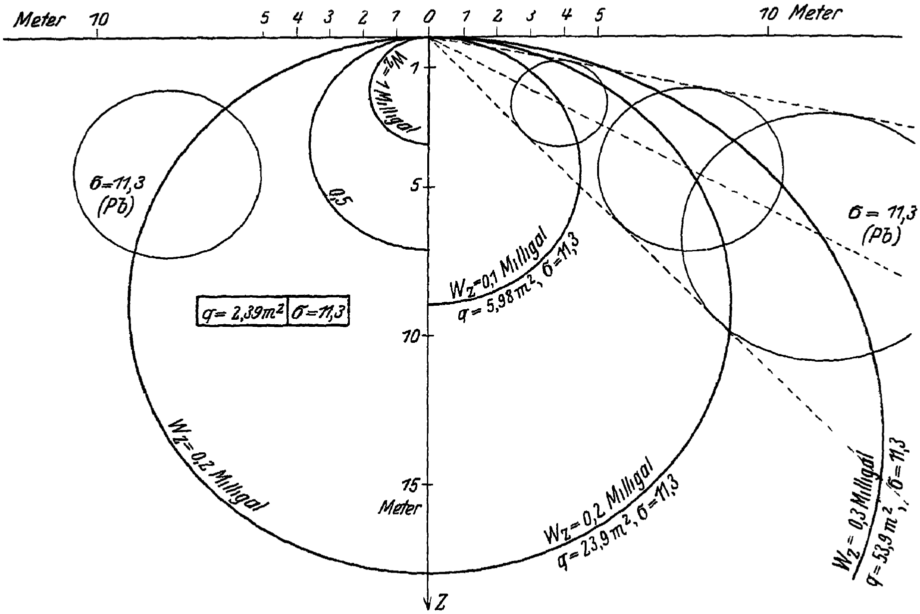


Fig. 86a. Wirkung einer „zweidimensionalen“ Masse mit Kreisquerschnitt auf die Schwereintensität.

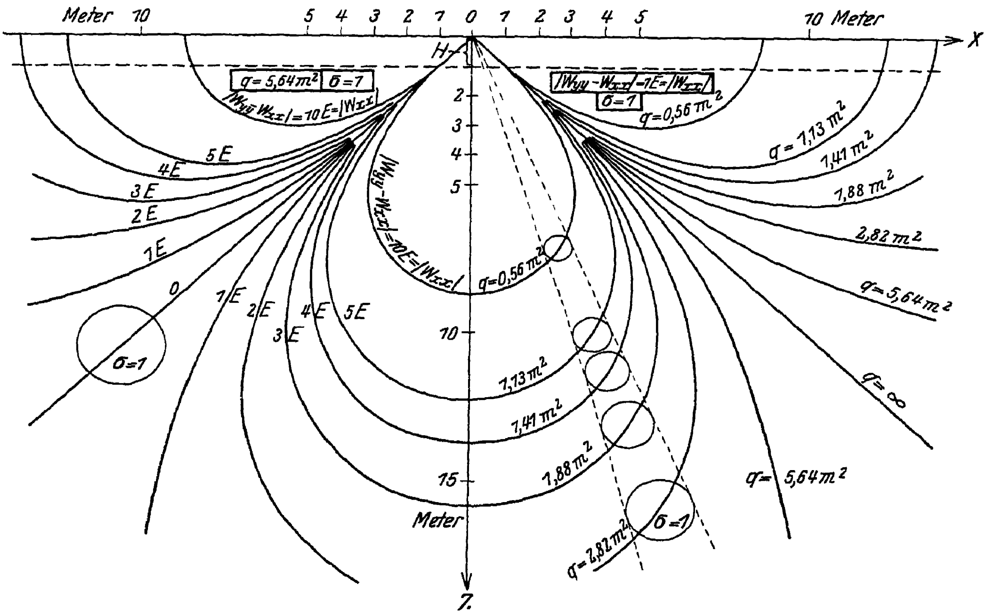


Fig. 86b. Wirkung einer „zweidimensionalen“ Masse mit Kreisquerschnitt auf die Krümmungsgröße.

Die Fig. 86a, b, c zeigen die Wirkung von „zweidimensionalen" Einbettungen mit punktformigem oder kreisformigem Querschnitt auf die Schwereintensitat, die Krummungsgroße und den Gradient. Die

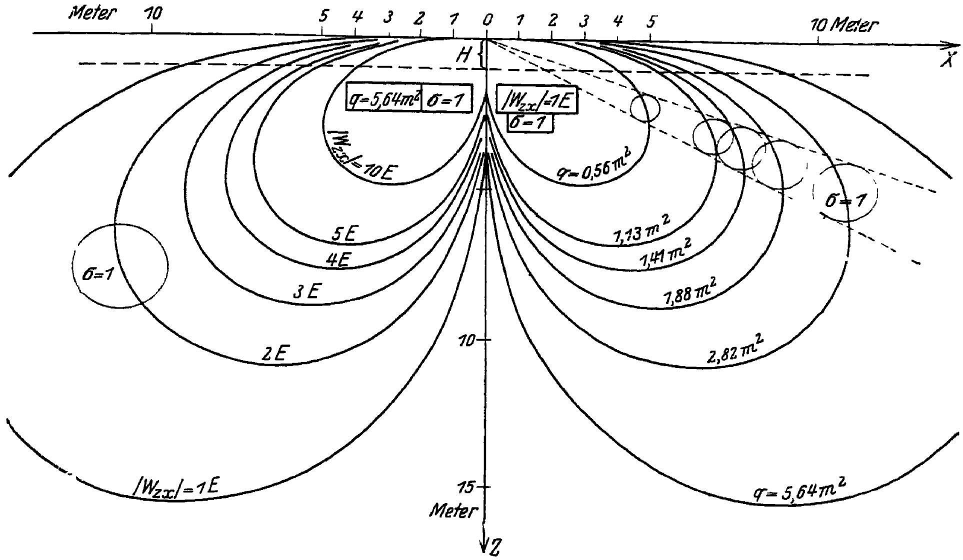


Fig. 86c. Wirkung einer „zweidimensionalen" Masse mit Kreisquerschnitt auf den Gradient

Fig. 86a—c. Rechts die Wirkung ahnlicher, ahnlich gelegener Massen mit Kreisquerschnitt Im Vergleich zu den Kugeln mit demselben Radius (Fig. 71, 72, 73) wesentlich großere Wirkung. b) und c) bleiben gultig, wenn statt mit t und m mit kg und dm, g und cm bezeichnet

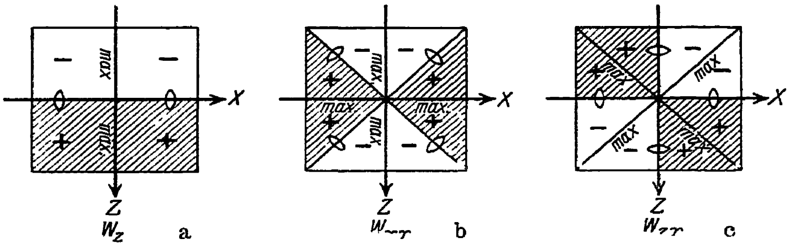


Fig 87. Vorzeichen der Wirkung einer „zweidimensionalen" schweren Masse [σ positiv] a) auf die Schwereintensität, b) die Krummungsgroße, c) den Gradient. Bei negativem σ sind alle Vorzeichen umzukehren.

Abmessungen sind so gehalten, daß die Radien der Querschnitte die gleichen sind wie die der Kugeln in den entsprechenden Fig. 71, 72, 73 (S. 160/161), um einen bequemen Vergleich mit der Wirkung dreidimensionaler Massen zu ermoglichen. Über das Vorzeichen bei positivem Dichteunterschied σ orientiert Fig. 87.

β) Die Bestimmung der Wirkung „zweidimensionaler“ Einbettungen von beliebigem Querschnitt

Man kann zum Auszählen des Querschnitts Diagramme verwenden. Da nur zwei Dimensionen zu berucksichtigen sind, ist allen Feldern des Diagramms das gleiche Gewicht beizulegen. Diagramme sind angegeben von NUMEROV[1]), K JUNG[2]), HAALCK[3]), BARTON[4]), SHAW und LANCASTER-JONES[5]), sie unterscheiden sich nur in Äußerlichkeiten, im Prinzip und in ihrer Anwendung sind sie gleich.

Fig 88 gibt das von K JUNG konstruierte Diagramm zur Bestimmung der Wirkung auf die Schwereintensitat Der Zahlwert jedes Feldes ist $6{,}67 \cdot k^2 \sigma \cdot 10^{-6} \cdot E$ Milligal, wobei $1 \cdot E$ den linearen Maßstab des zur Auszählung aufgezeichneten Querschnitts bedeutet Fur Krummungsgröße und Gradient wird das Diagramm Fig. 79b (S. 164) verwendet, Zählwert $= 0{,}667 \cdot k^2 \sigma$ Eötvos-Einheiten. Hierbei wird O auf S gelegt, O B und O M in die in Fig 87 mit „max“ bezeichneten Richtungen

Eine dem Verfahren von J G. BELOW entsprechende Methode, den Querschnitt auf geeignete Weise so umzuzeichnen, daß man ihn aus-

	R	$\lvert\Phi\rvert$
W_z	$\sqrt{2\varrho}$	$\lvert\cos\varphi\rvert$
W_{xx}	$\sqrt{2\ln\varrho}$	$\frac{1}{2}\lvert\sin 2\varphi\rvert$
W_{zx}		$\frac{1}{2}\lvert\cos 2\varphi\rvert$

1) B. NUMEROV, Graphische Methoden zur Berucksichtigung des topographischen Einflusses auf die gravimetrischen Beobachtungen. ZS. f. Geophys. 1, 367—371. 1924/25; Die Interpretation von Schwerebeobachtungen (russisch). Bull. de L'Institut Astron. Leningrad No. 15, 165—167, 1927.

2) K. JUNG, Diagramme zur Bestimmung der Terrainwirkung auf Pendel und Drehwaage und zur Bestimmung der Wirkung „zweidimensionaler“ Masseneinbettungen. ZS. f. Geophys. 3, 201—212. 1927.

3) H. HAALCK, Zur Frage der Ursache von lokalen gravimetrischen und erdmagnetischen Storungen und ihre wechselseitigen Beziehungen. I Diagramme als Hilfsmittel fur die Deutung von Drehwagemeßbildern. ZS. f. Geophys. 4, 209—219. 1928.

4) C. BARTON, Discussion of the papers on geophysical prospecting presented at the New York meeting 1928. Amer. Inst. of Metallurging Engeneers, Techn. Publ. 130, 1929.

5) The theory and practical employment of the Eotvos Torsion Balance. Mining Mag. April—July 1927.

planimetrieren kann, ist auch hier möglich[1]). Die notwendigen Substitutionen sind in vorstehender Tabelle angegeben. Viel Vorteil verspricht das Verfahren im Vergleich zu der Anwendung von Diagrammen nicht: das Umzeichnen dürfte mehr Zeit kosten, als das etwas langsamere Auszählen im Vergleich zum Ausplanimetrieren beansprucht.

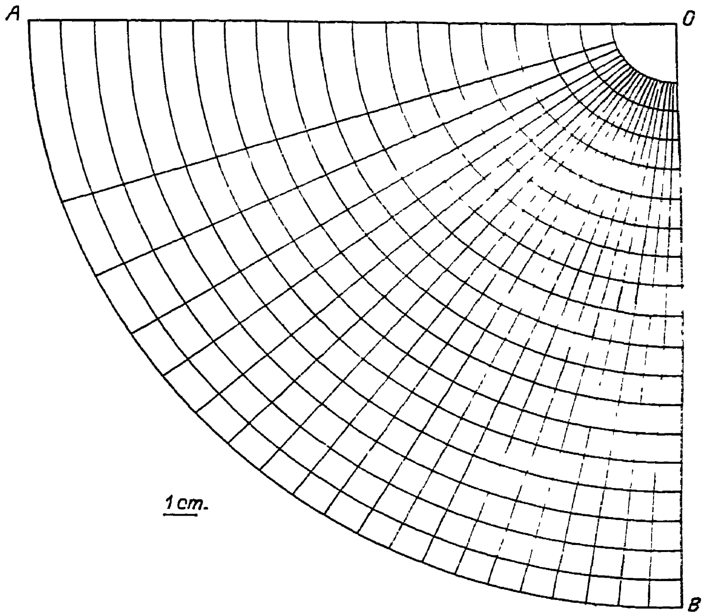


Fig 88. Diagramm zur Bestimmung der Wirkung „zweidimensionaler" Massen auf die Schwereintensität [Die Wirkung auf W_{xx} und W_{zx} wird mit Diagramm (b), Fig 79, S. 164 bestimmt.]

Eine interessante Methode zur analytischen Berechnung der Wirkung krummlinig begrenzter Querschnitte haben MATUYAMA und HAGASINAKA entwickelt[2]). Mechanische Integratoren gibt GAMBURZEFF an[3])

---

[1]) K. JUNG, ZS. f. Geophys. 6, 114—122, 1930.

[2]) M. MATUYAMA and H. HAGASINAKA, Subterranean Structure of Takamati Oil-field Revealed by Gravitational Method. Jap. Journ. of Astron. and Geophys. 7, 47—81, 1930.

[3]) G. A. GAMBURZEFF, Mechanische Integratoren zur Auswertung von Beobachtungen an gestörten Schwere- und Magnetfeldern. Gerlands Beitr. z. Geophys. 24, 83—93, 1929/30.

γ) Grenzen für die Anwendbarkeit der Methoden zur Bestimmung „zweidimensionaler“ Massenformen auf dreidimensionale Einbettungen

Eine zur Y-Achse parallel streichende Masse mit einem kleinen Querschnitt df (Koordinaten ξ, ζ), die sich von $\eta = -b$ bis $\eta = +b$ ausdehnt, hat, wie man durch Integration der Gleichungen (48), S. 156, und Entwicklung der Wurzeln in Reihen erhält, auf den Koordinatenanfang die Wirkung:

$$W_z = 2k\sigma \frac{\zeta}{\varrho^2} df \left[1 - \frac{3}{2}\left(\frac{\varrho}{b}\right)^2 + \ldots\right]$$

$$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = k^2 \sigma \frac{1}{\varrho^4} df\, (\zeta^2 - \xi^2) \left[1 - \frac{3}{2}\frac{\varrho^2}{\zeta^2 - \xi^2}\left(\frac{\varrho}{b}\right)^2 + \ldots\right], \quad W_{xy} = 0$$

$$W_{zx} = 4k^2 \sigma \frac{\zeta\xi}{\varrho^4} df \left[1 - \frac{3}{8}\left(\frac{\varrho}{b}\right)^4 + \ldots\right], \quad W_{zy} = 0$$

Bei „zweidimensionalen“ Einbettungen ist $b = \infty$, es verschwinden das zweite Glied und die höheren Glieder in den eckigen Klammern. Das zweite Glied gibt also im wesentlichen den Fehler an, den man macht, wenn man aus Bequemlichkeitsgründen eine langgestreckte dreidimensionale Einbettung wie eine „zweidimensionale“ behandelt.

Für oberflächennahe Massen ($\zeta^2 \approx 0$, $\xi^2 \approx \varrho^2$) ist dieser Fehler, in Prozenten der Wirkung der „zweidimensionalen“ Einbettung ausgedrückt:

für W_z und $\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$: $\frac{300}{2}\left(\frac{\varrho}{b}\right)^2$, für W_{zx}: $\frac{300}{8}\left(\frac{\varrho}{b}\right)^4$.

Sollen diese Fehler nicht mehr als $n\,^0/_0$ betragen, so muß demnach sein

für W_z und $\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$: $\frac{\varrho}{b} \leqq 0{,}082 \cdot \sqrt{n}$, d. h. bei $n = 10$ $b \geqq 3{,}9 \cdot \varrho$,
bei $n = 1$: $b \geqq 12 \cdot \varrho$;

für W_{zx}: $\frac{\varrho}{b} \leqq 0{,}40 \cdot \sqrt[4]{n}$, d. h. bei $n = 10$. $b \geqq 1{,}4 \cdot \varrho$,
bei $n = 1$: $b \geqq 2{,}5 \cdot \varrho$.

Damit der Fehler unter 1 Milligal bzw. unter 1 Eötvös-Einheit bleibt, muß sein:

für W_z: $b^2 \geqq 0{,}02 \cdot \sigma \cdot \zeta \cdot df$ [ζ in m, b^2 in derselben Einheit wie df],

für $\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$. $b^2 \geqq 200 \cdot \sigma \cdot df$
für W_{zx}: $b^4 \geqq 100 \cdot \sigma \cdot \xi\zeta \cdot df$
} [b, ξ, ζ, $\sqrt{df}$ in derselben Einheit]

Man kann also, besonders beim Gradienten, noch sehr grob verfahren[1]).

[1]) Zu den letzten Angaben kommt auch E. LANCASTER-JONES. (The computation of Eötvös Gravity Effects. Amer. Inst. of Mining and Metallurging Engineers, Techn. Publ. 75, 20. 1928).

e) Formeln für einige regelmäßige Massenformen [1]).

α) Dreidimensionale Massen.

Kugelformige oder punktformige Einbettung mit der Masse μ (Fig. 71—73, S 160/61; Fig. 50, S. 138) Auf Seite 75/76, Formel (12) bereits angegeben

Kreisscheibe (Fig 89a). Wirkung auf einen Punkt ihrer Achse.

(62) $W_z = 2\,k^2\,\sigma\,\pi\left(1 - \frac{T}{r}\right)d\zeta$, Krummungsgroße und Gradient $= 0$.

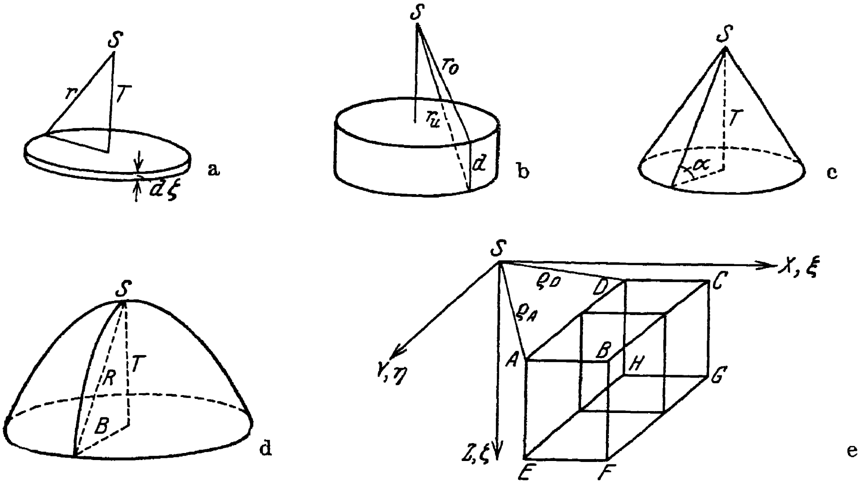


Fig 89

Bei unendlichem Radius

(62a) $$W_z = 2\,k^2\,\sigma\,\pi\,d\zeta.$$

Zylinder (Fig. 89b) Wirkung auf einen Punkt seiner Achse

(63) $W_z = 2\,k^2\,\sigma\,\pi\,\{d + r_o - r_u\}$, Krummungsgroße und Gradient $= 0$.

---

[1]) Helmert, Die mathematischen und physikalischen Theorien der Hoheren Geodasie Bd. II, 1884; R. Eotvos, Verh. d. 15. Konf. d. Intern. Erdmessung Budapest 1906; R. Schwinner, Geophysikalische Zusammenhänge zwischen Ostalpen und Bohmischer Masse. Gerlands Beitr. z. Geophys. **23**, 35—92. 1929; P. Nikiforov, Physical Principles of the Gravitational Method of Prospecting (russisch mit engl. Auszug). Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. Leningrad Nr. 1, 153—255, 1925; Nr. 2, 232—264. 1926; K. Jung, Die Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krummungsgroße. ZS. f. Geophys. **3**, 257—280. 1927; **5**, 238—252. 1929; I. A. A. Mekel, Theorie van het tektonisch-gravimetrisch Onderzoek. Diss. Delft 1928 (Technische Boekhandel en Drukkerij J. Waltman jr., Delft).

Bei unendlichem Radius (unendliche ebene Platte).

(63a) $W_z = 2\,k^2\,\sigma\,\pi\cdot d$, Formel fur Bouguesche Reduktion (S. 152f.).

(62a) und (63a) unabhangig von der Tiefe!

Gerader Kreiskegel (Fig 89c) Wirkung auf seine Spitze

(64) $W_z = 2\,k^2\,\sigma\,\pi\,T\,(1 - \sin\alpha)$, Krummungsgroße und Gradient $= 0$.

Rotationsparaboloid (Fig. 89d). Wirkung auf seinen Scheitel.

(65) $$W_z = 2\,k^2\sigma\pi\left\{T - R + \frac{B^2}{2T}\ln\frac{2T^2 + B^2 + 2TR}{B^2}\right\},$$

Krummungsgroße und Gradient $= 0$.

Rechtwinkliger Quader (Fig. 89e). Wirkung auf den Koordinatenanfang S:

(66)
$$W_{zx} = k^2\sigma\cdot\ln\frac{(\eta_2 + r_A)\,(\eta_1 + r_C)\,(\eta_. + r_F)\,(\eta_1 + r_H)}{(\eta_2 + r_B)\,(\eta_1 + r_D)\,(\eta_2 + r_E)\,(\eta_1 + r_G)}$$

W_{zy} ebenso mit ξ statt η,
W_{xy} ebenso mit ζ statt η,

$$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) = \frac{1}{2}\,k^2\,\sigma\,\{(A) - (B) + (C) - (D) - (E) + (F) - (G) + (H)\},$$

wobei

$$(A) = -\operatorname{arctg}\frac{\xi_1}{\eta_2}\frac{\zeta_1}{\varrho_A} + \operatorname{arctg}\frac{\xi_2}{\eta_1}\frac{\zeta_1}{\varrho_A},\ (B) = -\operatorname{arctg}\frac{\xi_2}{\eta_2}\frac{\zeta_1}{\varrho_B} + \operatorname{arctg}\frac{\eta_2}{\xi_2}\frac{\zeta_1}{\varrho_B},\ \text{usw.}$$

β) „Zweidimensionale" Massen

Kreisquerschnitt vom Flacheninhalt F (Fig. 86 S. 180/181, 90a, 91a, Fig. 49 S. 137).

(67)
$$W_z = 2\,k^2\,\sigma\,F\,\frac{\zeta}{\varrho^2} = 2\,k^2\,\sigma\,F\,\frac{\sin\varphi}{\varrho}$$

$$W_{xx} = 2\,k^2\,\sigma\,F\,\frac{\xi^2 - \zeta^2}{\varrho^4} = 2\,k^2\,\sigma\,F\,\frac{\cos 2\varphi}{\varrho^2}$$

$$W_{zx} = 4\,k^2\,\sigma\,F\,\frac{\xi\,\zeta}{\varrho^4} = 2\,k^2\,\sigma\,F\,\frac{\sin 2\varphi}{\varrho^2}.$$

Senkrechte Stufe (Fig 90b, 91b, 93, 94).

$$W_z = 2\,k^2 \sigma \left\{ (T\varphi_2 - t\,\varphi_1) + x \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} \right\}.$$

$$W_{xx} = 2\,k^2 \sigma (\varphi_2 - \varphi_1) \qquad W_{zx} = 2\,k^2 \sigma \ln \frac{r_2}{r_1}$$

(68) fur $x = \infty$: $(W_z)_\infty = 2\,k^2 \sigma \pi (T - t)$ (Bouguersche Reduktion!)
fur $x = 0$. $(W_z)_0 = k^2 \sigma \pi (T - t)$

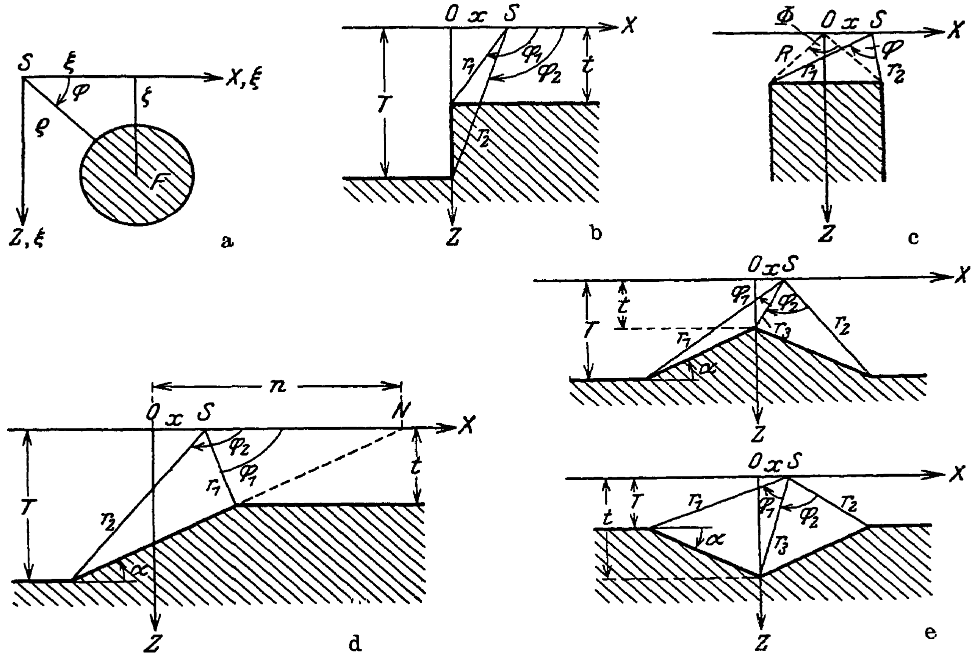


Fig. 90

Senkrechter Spalt (Fig. 90c, 91c).

$$W_{xx} = -\varphi, \quad W_{zx} = \ln \frac{r_2}{r_1}$$

Schiefe Stufe (Fig. 90d, 91e, f, 92f, 95, 96).

$$W_z = 2\,k^2 \sigma \left\{ (x - n) \sin\alpha \left[\sin\alpha \ln \frac{r_2}{r_1} + \cos\alpha (\varphi_2 - \varphi_1) \right] + (T\varphi_2 - t\varphi_1) \right\}$$

(69) $$W_{xx} = 2\,k^2 \sigma \sin\alpha \left\{ \sin\alpha (\varphi_2 - \varphi_1) - \cos\alpha \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} \right\}$$

$$W_{zx} = 2\,k^2 \sigma \sin\alpha \left\{ \sin\alpha \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} + \cos\alpha (\varphi_2 - \varphi_1) \right\}.$$

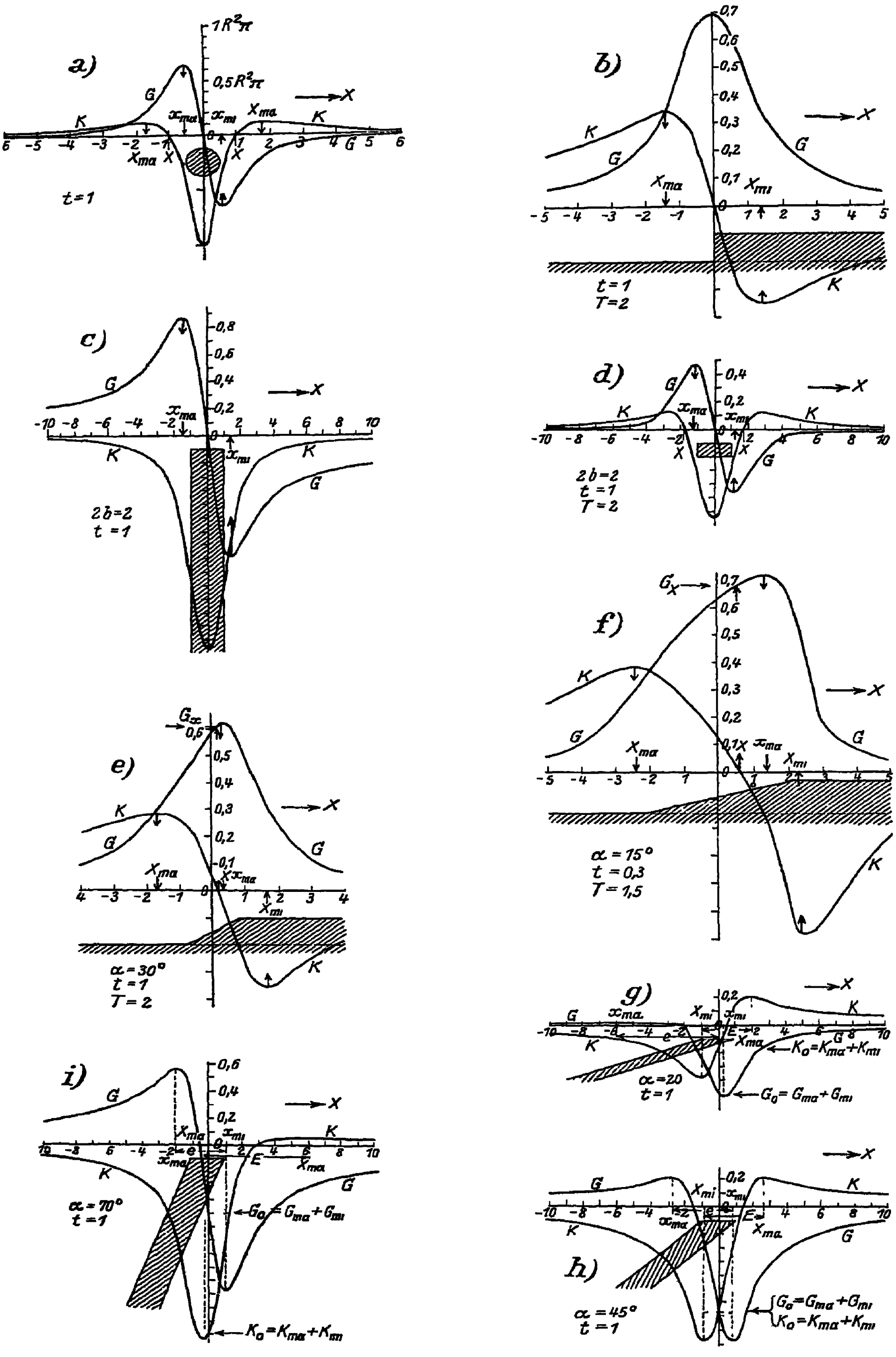


Fig. 91.

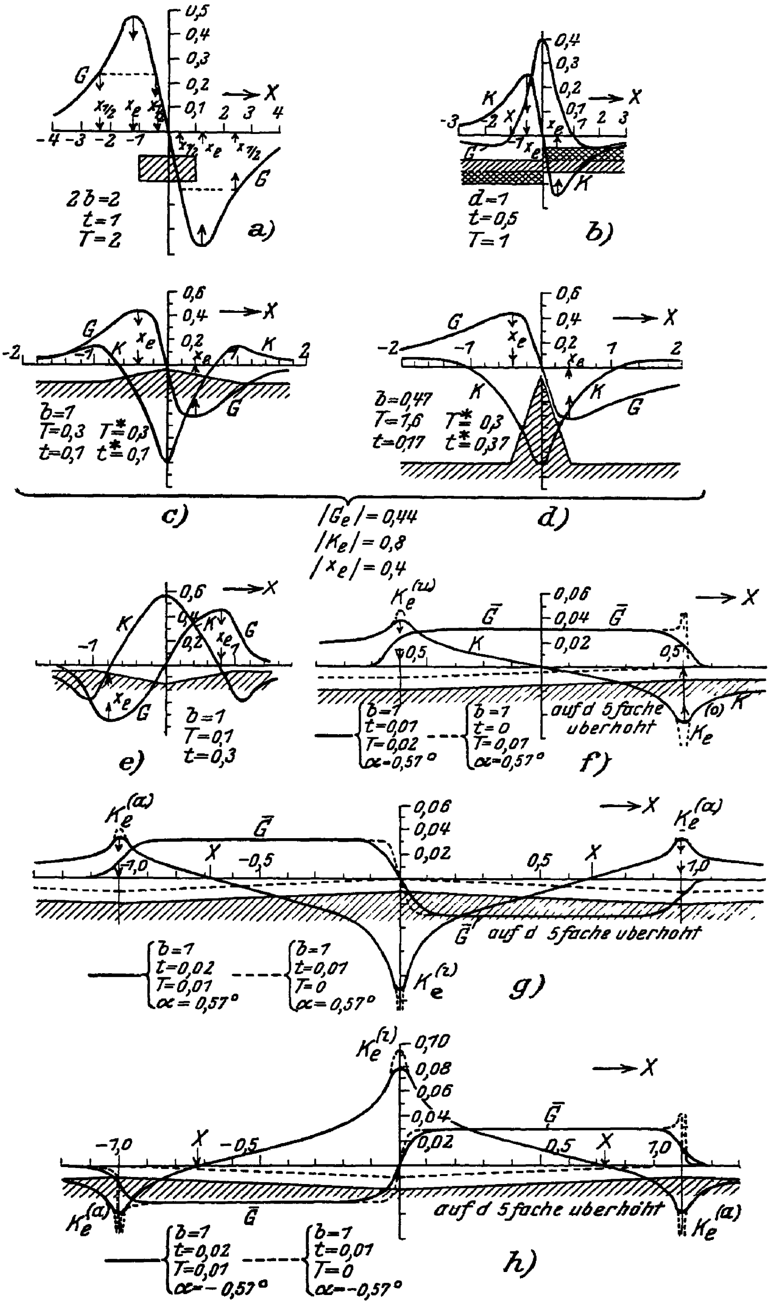


Fig 92.

Fig. 91, 92. Wirkung „zweidimensionaler“ Massenformen auf Krümmungsgröße und Gradient: $K = \frac{W_{xx}}{2k^2\sigma}$, $G = \frac{W_{zx}}{2k^2\sigma}$. Nach K. JUNG, ZS. f. Geophys.

Bei sehr ausgedehntem Anstieg ist nahezu $\ln \frac{r_2}{r_1} = 0$, $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi$,

(69a) $W_{xx} = 2\,k^2 \sigma \pi \sin^2 \alpha$, $W_{zx} = 2\,k^2 \sigma \pi \sin \alpha \cos \alpha$ (vgl. S. 178).

Antiklinale und Synklinale (Fig. 90e, 92c, d, e).

$$
(70)\quad
\begin{aligned}
W_{xx} &= 2\,k^2 \sigma \sin \alpha \left\{ \sin \alpha (\varphi_1 + \varphi_2) - \cos \alpha \cdot \ln \frac{r_1 r_2}{r_3^2} \right\} \\
W_{zx} &= 2\,k^2 \sigma \sin \alpha \left\{ \sin \alpha \cdot \ln \frac{r_1}{r_2} + \cos \alpha (\varphi_1 - \varphi_2) \right\}.
\end{aligned}
$$

Bei Antiklinalen ist α positiv, bei Synklinalen negativ zu nehmen.

Bei kleinem Boschungswinkel α wird der Gradient uber hoch gelegenen schiefen Stufen Antiklinalen und Synklinalen uber weite Strecken nahezu konstant (Fig. 92f, g, h, 96), und zwar ist dann

$$
(71)\quad
\begin{aligned}
|W_{zx}|_{\text{const}} &= 2\,k^2 \pi \sigma |\alpha| \\
&= 419 \quad \sigma \cdot |\alpha| \, E(\text{Eötvös})
\end{aligned}
\Bigg\} \ \alpha \text{ in Bogenmaß}
$$
$$
= 7{,}3 \cdot \sigma \quad |\alpha^0| \, E, \ \alpha \text{ in Grad}
$$

Diese Formeln konnen noch bis etwa $\alpha = 15^0$ angewendet werden und reichen in fast allen vorkommenden Fallen zu Abschatzungen aus.

§ 3. Die Bestimmung von Lage und Ausdehnung schwerestörender Einbettungen aus Messungen der Schwereintensität, der Krümmungsgröße und des Gradienten.

Im allgemeinen kann die Schwereintensitat selten genau genug bestimmt werden, um sichere Auskunft uber lokale, schwerestorende Masseneinbettungen zu geben Meist wird man sich begnugen mussen, einige Feststellungen uber die ungefahre Lage und eventuell die Machtigkeit einer Einbettung zu machen.

Zum Aufsuchen von Einzelheiten dienen Messungen von Krummungsgröße und Gradient. Gelingt es, die Krummungsgröße sicher zu messen, so ist sie zur Bestimmung von Lage und Ausdehnung des Störungskorpers besonders wertvoll. In sehr vielen Fällen jedoch laßt die verhaltnismaßig große Gelandewirkung auf die Krummungsgroße ihre genaue Feststellung nicht zu, und man muß sich auf alleinige Verwendung des Gradienten begnügen. Wie wertvoll in günstigen Fallen die Krummungsgröße ist, zeigen deutlich die im folgenden Paragraphen gebrachten Beispiele aus der Praxis.

Um Lage und Ausdehnung der Einbettungen aus der charakteristischen Verteilung von Krümmungsgroße und Gradient zu bestimmen,

braucht man nicht die geodatische Bedeutung dieser Großen zu kennen. Es genugt, sie als irgendwelche meßbaren Großen anzusehen, die von bestimmten Masseneinbettungen in bestimmter Weise beeinflußt werden.

Die Aufgabe ist in mathematischem Sinne nicht eindeutig, da unendlich viele Massenanordnungen dieselbe Wirkung auf das Schwerefeld ausuben konnen. Durch Hinzuziehen anderer Aufschlußmethoden und Erwagungen geologischer Art laßt sich diese Vieldeutigkeit erheblich einschranken, oft ganz beseitigen.

a) Die indirekte Methode.

Die vielgestaltige Form der in der Praxis vorkommenden Einbettungen erlaubt es nur selten, nach einer der fur einfache Massenformen ausgearbeiteten direkten Methode die Bestimmung der Einbettung aus charakteristischen Besonderheiten der Verteilung von Krummungsgroßen und Gradienten vorzunehmen In den meisten Fallen wird man indirekt vorgehen

Durch Vergleich der gemessenen Werte mit den Kurven der Fig 91, 92, 93, 95, eventuell unter Heranziehung geologischer Erwagungen, wird ein qualitativer Einblick in die Massenverteilung im Untergrund gewonnen Zur quantitativen Auswertung werden sodann unter verschiedenen plausiblen Annahmen uber Dichteunterschiede und Einzelheiten der Massenlagerung die Wirkungen auf das Schwerefeld nach den im vorigen Paragraphen dargestellten Methoden bestimmt und mit den Messungen verglichen So findet ein geubter Bearbeiter durch systematisches Probieren in verhaltnismaßig kurzer Zeit die wahrscheinlichste Massenverteilung, soweit die Messungsergebnisse einigermaßen sichere Schlusse gestatten Die Erfolge rechtfertigen das Verfahren durchaus.

b) Die direkte Methode.

Die direkte Methode ist in ihrer Anwendung eleganter, aber nur auf regelmaßige Massenformen anwendbar und auf unregelmaßige, solange sie mit hinreichender Genauigkeit durch regelmaßige Formen angenahert werden können. Dieser Fall ist nicht selten. Er liegt vor bei allen ersten Abschatzungen und oft dann, wenn die Beobachtungen zu große Lucken aufweisen, um Bestimmung von Einzelheiten zu gestatten.

Nachdem wie oben qualitativ festgestellt wurde, welcher Art die Storungsmasse sein mag — ob gerade Stufe, schiefe Stufe, Antiklinale, Synklinale usw. — wird die quantitative Bestimmung ohne Probieren aus einigen besonders charakteristischen Merkmalen der Verteilung

von Schwereintensitat, Krummungsgroße und Gradient vorgenommen. Hierbei nimmt man die Einbettung fast stets „zweidimensional“ an; uber den Fehler berichtet K. JUNG[1]. bei Benutzung des Gradienten betragt er im Extremfall — Berechnung einer Kugel nach den Formeln fur kreisformigen Querschnitt — 13,4 % fur die Mittelpunktstiefe und 32,3% für den Radius, bei Bestimmung lang gestreckter Massen ist er meist kleiner als andere unkontrollierbare Ungenauigkeiten (s. auch S. 184).

Direkte Methoden zur Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen aus Krummungsgroße und Gradient wurden veroffentlicht von KÖNIGSBERGER[2], MEISSER[3], K. JUNG[4], NIKIFOROV[5], SHAW und LANCASTER-JONES[6] und MEKEL[7]; R. SCHWINNER[8] gibt Kurven fur die Verwendung der Schwereintensitat. Am vielseitigsten sind die Veroffentlichungen von K. JUNG (Kreisquerschnitt, senkrechte Stufe, schiefe Stufe, senkrechter Spalt, schiefer Spalt, rechteckiger Querschnitt, Verwerfung, Antiklinale, Synklinale, Kugel), SHAW und LANCASTER-JONES bringen besonders eingehende kurvenmaßige Darstellungen für die gerade und schiefe Stufe.

In Einzelheiten muß auf die Originalabhandlungen verwiesen werden. Einige einfache, bei Abschatzungen haufig zu verwendende Zusammenhange seien angegeben.

Kugelformige Einbettung. Extremum der Schwereintensitat über der Einbettung, Krummungsgroße und Gradient dort Null

$$\text{Mittelpunktstiefe:}\quad t = 2\,|x_e| = 1{,}23\,|X_e|$$

$$\text{Radius:}\quad R = 0{,}949\,\sqrt[3]{|K_e|}\;t = 0{,}823\,\sqrt[3]{|G_e|}\;t\,.$$

---

[1]) K. JUNG, ZS. f. Geophys. **3**, 278—280. 1927.

[2]) J. KOENIGSBERGER. Zur geophysikalischen gravimetrischen Landesuntersuchung und über die Tiefenlage der storenden Massen. ZS f. prakt Geologie **35**, 65—80, 1927.

[3]) O. MEISSER, Ermittlung der Tiefe von schwerestorenden Massen mittels Drehwaage. ZS. f. Geophys. **8**, 32—35 1924/25.

[4]) K. JUNG, Die Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krummungsroße. ZS. f. Geophys. **3**, 257—280. 1927; **5**, 238—252. 1929.

[5]) P. NIKIFOROV, Physical Principles of the Gravitational Method of Prospecting. Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. Leningrad Nr. 2, 153—255, 1925, Nr. 2, 232—264, 1926 (russisch, teilweise mit englischem Auszug).

[6]) H. SHAW and E. LANCASTER-JONES, The Theory and Practical Employment of the Eotvos Torsion Balance. Mining Mag. April-Juli 1927.

[7]) J. A. A. MEKEL, Theorie van het tektonisch-gravimetrisch onderzoek. Diss. Delft 1928 (Technische Boekhandel en Drukkerij J. Waltman jr., Delft).

[8]) R. SCHWINNER, Geophysikalische Zusammenhange zwischen Ostalpen und bohmischer Masse. Gerlands Beitr. z. Geophys. **23**, 35—92. 1929.

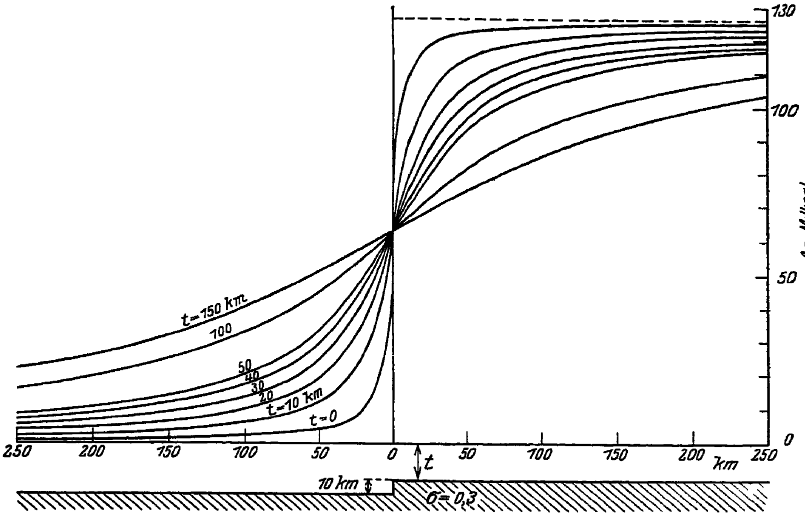


Fig. 93. Wirkung einer senkrechten Stufe von 10 km Hohe, Dichteunterschied $\sigma = 0{,}3$, auf die Schwereintensitat, wenn deren oberer Rand sich in der Tiefe t befindet. Nach R. SCHWINNER, Gerlands Beitrage zur Geophysik Bd 23, 1929.

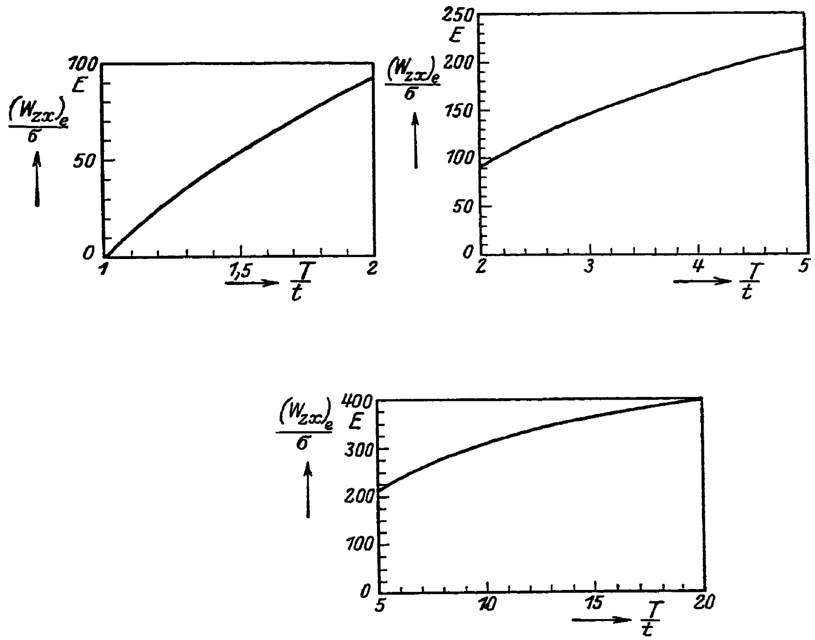


Fig. 94. Maximum des Gradienten über einer senkrechten Stufe in Abhängigkeit von $\frac{T}{t}$ und σ. $1\ E = 10^{-9}\ sec^{-2}$.

(K_e, G_e Extremwerte von Krummungsgroße und Gradient dividiert durch $2\,k^2\,\sigma$; X_ι, x_e Abstand des Krummungsgroßen- und Gradientenextremums vom Zentrum der Anomalie).

„Zweidimensionale“ Einbettung mit Kreisquerschnitt (Fig. 91a). Extremum der Schwereintensitat und der Krummungsgroße uber der Einbettung, Gradient dort Null.

$$\text{Mittelpunktstiefe: } t = |X| = 1{,}73\,|x_e| = 0{,}578\,|X_e|$$
$$\text{Radius: } R = 0\,564\sqrt{|K_e|}\cdot t = 0{,}700\cdot\sqrt{|G_e|}\cdot t$$

(K_e, G_e wie oben; X_e. x_e, X Abszissen der Extreme von Krummungsgroße (außeres Extremum) und Gradient und des Punktes, wo die Krümmungsgroße durch 0 geht.)

Senkrechte Stufe (Fig. 91b, 93, 94) Extremum des Gradienten uber der Stufe, Krummungsgroße dort Null, Schwereintensitat steigt dort am schnellsten an Der Gradient erreicht die Halfte seines extremen Wertes, wo die Krummungsgroße ihr Extremum hat

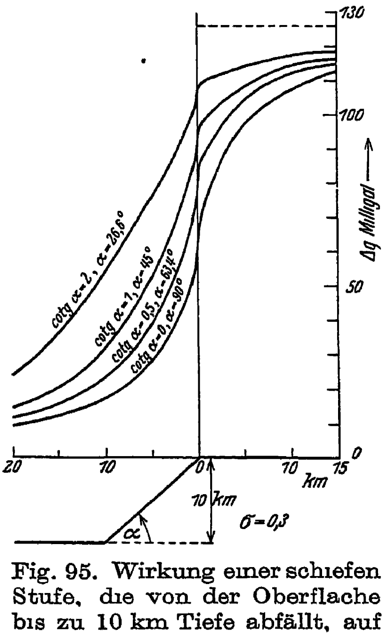


Fig. 95. Wirkung einer schiefen Stufe, die von der Oberflache bis zu 10 km Tiefe abfällt, auf die Schwereintensitat abhangig vom Boschungswinkel α, Dichteunterschied $\sigma = 0{,}3$
Nach R. Schwinner, Gerlands Beiträge zur Geophysik Bd. 23, 1929.

$$\text{Stufenhohe: } T - t = \frac{\Delta g}{2\,k^2\,\sigma\,\pi} = 23{,}9\,\frac{\Delta g}{\sigma}$$

(Δg Schwereunterschied zwischen zwei von der Stufe weit entfernten Stationen)

Obere und untere Tiefen t und T aus:

$$|X_e|^2 = \left|x_{\frac{1}{2}}\right|^2 = t\cdot T\,,$$

$$\log_{10}\frac{T}{t} = 0{,}00326\cdot\frac{|W_{zx}|_e}{\sigma}\,.$$

($|W_{zx}|_e$ = Extremwert des Gradienten; X_e, $x_{\frac{1}{2}}$ Abszissen des Extremums der Krummungsgröße und des halben Gradientenextremums vom Abfall der Stufe gezählt)

Senkrechter Spalt (Fig. 91c).

$$\text{Tiefe: } t = |x_e|\,\cos\left(\frac{1}{2}\,\frac{|W_{xx}|_e}{2\,k^2\,\sigma}\right)$$

$$\text{Breite: } 2\,b = 2\,|x_e|\cdot\sin\left(\frac{1}{2}\,\frac{|W_{xx}|_e}{2\,k^2\,\sigma}\right)$$

(Bezeichnungen wie bisher).

Schiefe Stufe (Fig. 91e, f; 92f, 95, 96). Die Mitte der Boschung liegt in der Mitte zwischen den Extremen der Krümmungsgröße.

Stufenhöhe: wie bei der senkrechten Stufe.

Zur Bestimmung von Boschungswinkel und Tiefe dienen von K. JUNG entworfene Diagramme.

Bei flach ansteigenden, nahe der Oberflache gelegenen Stufen ist der Gradient uber eine weite Strecke hin konstant und proportional dem Boschungswinkel·

$$\alpha^0 = 18\,\frac{|W_{zx}|_{\text{const}}}{2\,k^2\sigma} = 0{,}14\,\frac{|W_{zx}|_{\text{const}}\text{ in E}}{\sigma},$$

$$|\operatorname{tg}\alpha| = \frac{|W_{zx}|_{\text{const}}}{2\,k^2\sigma\pi} = \frac{2{,}4}{1000\cdot\sigma}\cdot|W_{zx}|_{\text{const}}\text{ in E}$$

$|W_{zx}|_{\text{const}}$ der konstante Betrag des Gradienten.) Die Tiefe kann in diesem Fall nur unsicher bestimmt werden. Die Einbettung erstreckt sich zwischen den Extremen der Krummungsgröße.

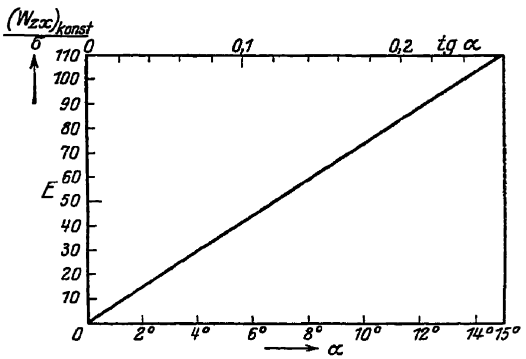


Fig 96. Beziehung zwischen dem Boschungswinkel flacher, hochgelegener schiefer Stufen, Antiklinalen und Synklinalen und dem uber eine weite Strecke konstanten Gradienten. 1 E = 10^{-9} sec^{-2}.

Symmetrische Antiklinalen und Synklinalen (Fig 91g, h, 96). Zur Bestimmung von Boschungswinkel, Tiefe und Ausdehnung dienen von K. JUNG entworfene Diagramme. Über der Mitte der Einbettung ist der Gradient Null und hat die Krummungsgroße ein Extremum.

Bei flach ansteigenden, nahe der Oberflache gelegenen Antiklinalen und Synklinalen gilt fur den Boschungswinkel, die Tiefe und die Erstreckung das gleiche wie fur flache, hoch gelegene schiefe Stufen. Die Formel fur den Boschungswinkel ist dann auch auf unsymmetrische Antiklinalen und Synklinalen ubertragbar.

§ 4. Beispiele von gravimetrischen Vermessungen lokaler Anomalien.

a) Drehwaagemessungen auf zugefrorenen Seen.

Auf zugefrorenen Seen fällt die topographische Reduktion weg oder ist gering, da die Eisflache als vollkommene Ebene angesehen werden kann. Die Ergebnisse, von denen also nur der Normalwert subtrahiert ist, geben im wesentlichen die Wirkung des Seebodenreliefs wieder. Wegen des großen Dichteunterschieds zwischen Wasser und Gestein (selten weniger als 0,8) und der oft gleichmäßig gestalteten Struktur des

Untergrundes lassen Messungen auf zugefrorenen Seen die charakteristische Wirkung der Formen des Bodenreliefs deutlich und ungestört erkennen und sind geeignet, durch Vergleich des aus den Messungen bestimmten Bodenreliefs mit dem ausgeloteten die Zuverlässigkeit der gravimetrischen Methode zu prüfen.

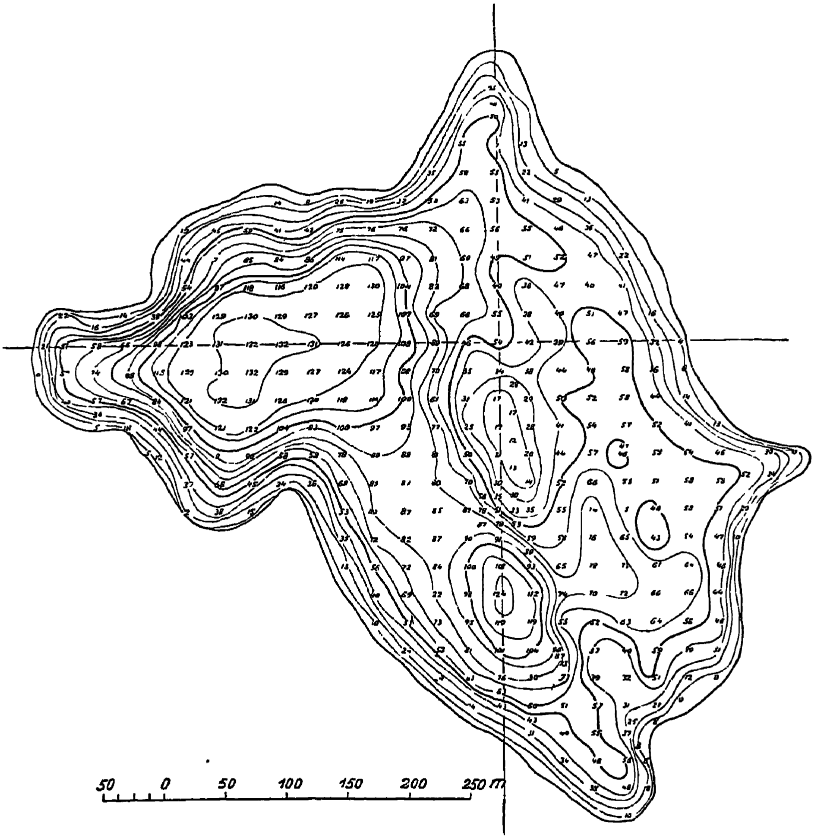


Fig. 97 Drehwaagemessungen auf dem zugefrorenen Schuwalowosee bei Leningrad. a) Tiefenlinien des Seegrundes (Zahlen in cm). Nach B. NUMEROV, ZS. f. Geophysik 5, 1929.

Bekannt sind Messungen von EÖTVÖS auf dem Balatonsee[1]), von HOLST quer über den Titisee[2]). In letzter Zeit hat NUMEROV sehr aus-

[1]) R. EÖTVÖS, Die Niveauflächen und die Gradienten der Schwerkraft am Balatonsee. Result. d. wiss. Erforsch. d. Balatonsees 1908, Bd. I, Geophys. Anhang.

[2]) H. HOLST, Ueber Gravitationsmessungen mit der Drehwaage auf dem Eise. ZS. f. Geophys. 1, 228—237. 1924/25.

führliche Messungen auf dem Schuvalowosee bei Leningrad veröffentlicht[1]) (Fig. 97). Bei ihnen ist die Wirkung von Einzelheiten der Bodengestalt besonders klar und ausgeprägt zu erkennen.

b) Messungen mit Drehwaage und Pendel in demselben Gebiet.

Eine weitere Möglichkeit, die Zuverlässigkeit gravimetrischer Messungen zu prüfen, ist die gemeinsame Verwendung von Drehwaage und

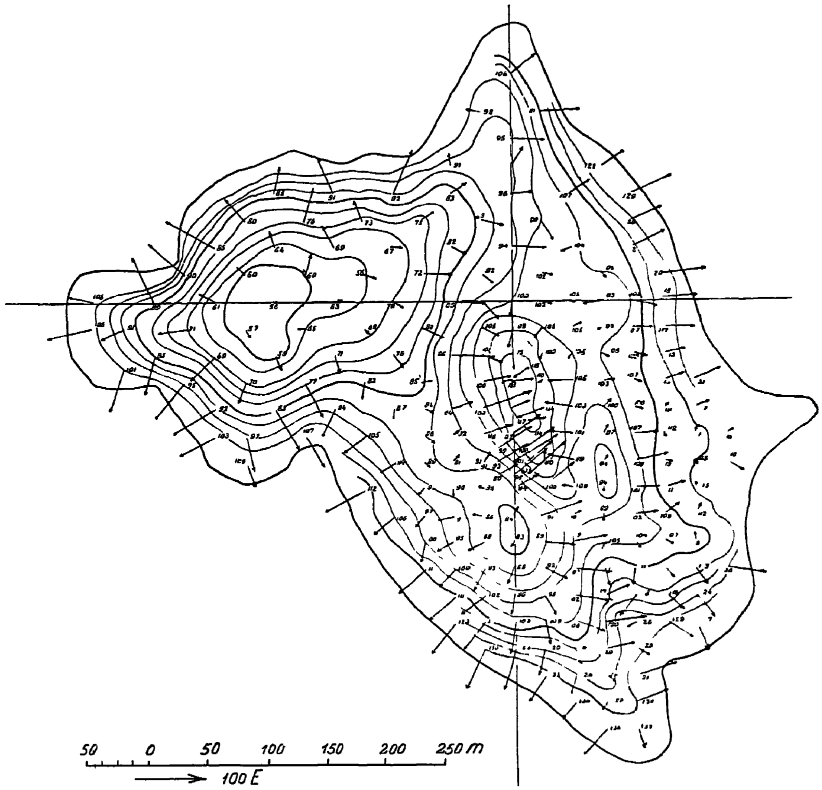


Fig. 97 b. Gradienten und Isogammen auf dem Schuvalowosee (Zahlen in $^1/_{100}$ Milligal).

Pendel zur Vermessung der gleichen Anomalie, die in diesem Fall meist einige Quadratkilometer bedeckt und mit einem weitmaschigeren Netz von Drehwaagestationen überzogen wird als es bei Vermessung kleinerer Anomalien der Fall ist.

---

[1]) B. Numerov, Results of Gravimetric Observations on Shuvalovo Lake in Winter 1927 and 1928. ZS. f. Geophys. 5, 276—289. 1909.

In erster Linie sind die klassischen Messungen von Eotvos bei Arad am Rand der Ungarischen Tiefebene zu nennen[1]). Einen Vergleich der mit der Drehwaage festgestellten Schwereunterschiede mit den Ergebnissen der Pendelmessungen hat neuerdings Oltay veroffentlicht[2]) und

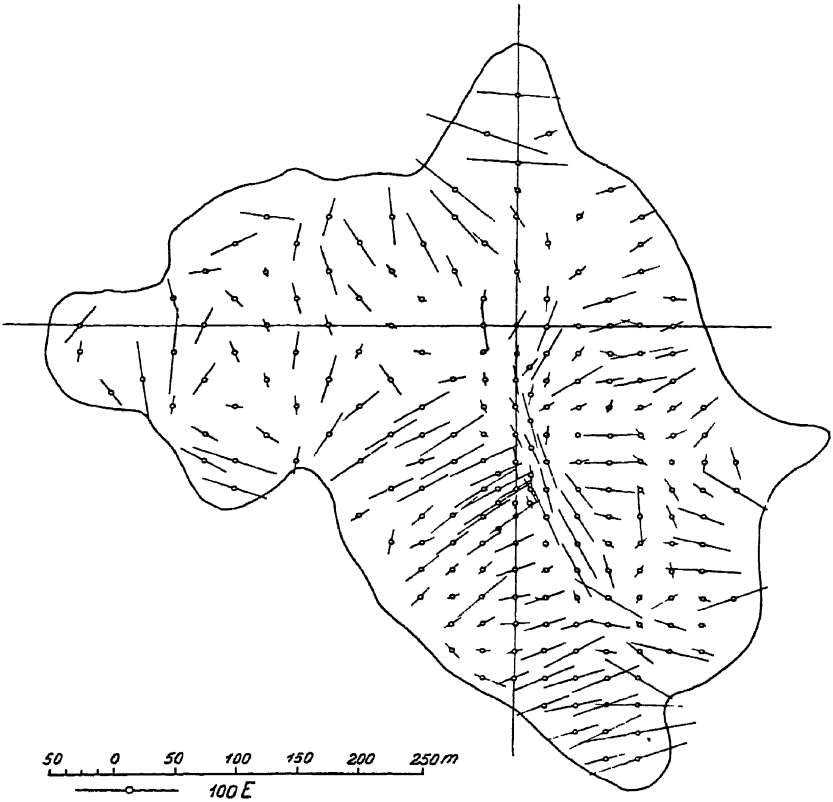


Fig. 97 c. Krümmungsgroßen auf dem Schuvalowosee.

eine Übereinstimmung gezeigt, die wegen der außerordentlich gunstigen Untergrundsverhaltnisse als im allgemeinen nicht erreichbar bezeichnet werden muß.

---

1) R. Eotvos, Verhandl. d. 15. Konf. d. Intern. Erdmessung in Budapest. 1906. Teil I, S. 363 ff.

2) K. Oltay, Die Genauigkeit der mit der Eotvosschen Drehwage durchgeführten Relativen Schwerkraftmessungen. Geodat. Arb. d. Baron R. v. Eotvösschen geophys. Forschungen III. Budapest 1928. (Verl. d. Ung. Landesfonds f. Naturwiss.).

Recht gute Übereinstimmungen zeigen auch die Pendelmessungen von BERROTH, mit den Drehwaagemessungen der Exploration[1]) über dem Salzhorst Oldau-Hambuhren, die Pendelmessungen der Bayerischen Geodatischen Kommission — ANDING, ZINNER, SCHUTTE — im Ries bei Nordlingen mit den Drehwaagemessungen von K. JUNG[2]), ferner Pendel- und Drehwaagemessungen, die NUMEROV[3]) nordlich des Kaspischen Meeres bei Dossor im Embadistrikt und bei Grosny ausfuhren ließ. Nachstehende Tabelle gibt die wichtigsten Vergleiche wieder.

Vergleich zwischen Pendel und Drehwaage.

	Entfernung km	Δg (Milligal) Drehwaage	Pendel	Diff./10 km
Bei Arad:				
Kuvin—Hidegkut . . .	12	+ 40,3	+ 39,0	1,1
Livada—Kuvin	9	— 0,8	0	0,9
Pankota—Livada	13	— 3,7	— 8,0	3,3
Kuvin—Arad	20	+ 16,5	+ 17,0	0,2
Pankota—Arad uber Kuvin	42	+ 13,6	+ 9,0	1,1
Pankota—Arad uber Kurtics	50	+ 8,8	+ 9,0	0,04
Im Ries bei Nordlingen:				
Nordlingen—Deiningen . .	6	+ 11,3	+ 8	5
Durrenzimmern II — Deiningen	5	— 3,8	— 4	0
Wechingen—Deiningen . .	4½	+ 2,9	+ 3	0
Alerheim—Deiningen . . .	4	+ 8,4	+ 10	5
Mottingen—Deiningen . .	5½	+ 9,8	+ 7	5
Deggingen—Mottingen . .	4	— 0,3	+ 1	2

---

1) A. BERROTH, Referenzpendelmessungen am Salzhorst Oldau-Hambühren. ZS. f. Geophys. 3, 1—16. 1927; G. TUCHEL, Schweremessungen mit der Drehwage uber Salzhorsten. ZS. f. Pumpen-, Brunnenbau- und Bohrtechn. 1924. Prospekt der Firma Exploration (jetzt Hannover); Prospekt Geo 93 der Askania-Werke (Berlin-Friedenau).

2) K. SCHUTTE, Über das Ergebnis der Schweremessungen im Ries. Munchener Ber. 1927, S. 133—144; Karte der Schwereabweichungen von Süddeutschland. Veroff. d. Bayr. Komm. d. Intern. Erdmessung, München 1930. K. JUNG, Drehwaagemessungen im Ries bei Nordlingen. ZS. f. Geophys. **6**, 1930 (im Druck).

3) B. NUMEROV, Results of the General Gravity Survey in the Emba District. ZS. f. Geophys. **5**, 268—270. 1929; B. NUMEROV, Results of Gravitational Observations in the Region of Grosny in 1928. ZS. f. Geophys. **5**, 271—275. 1929.

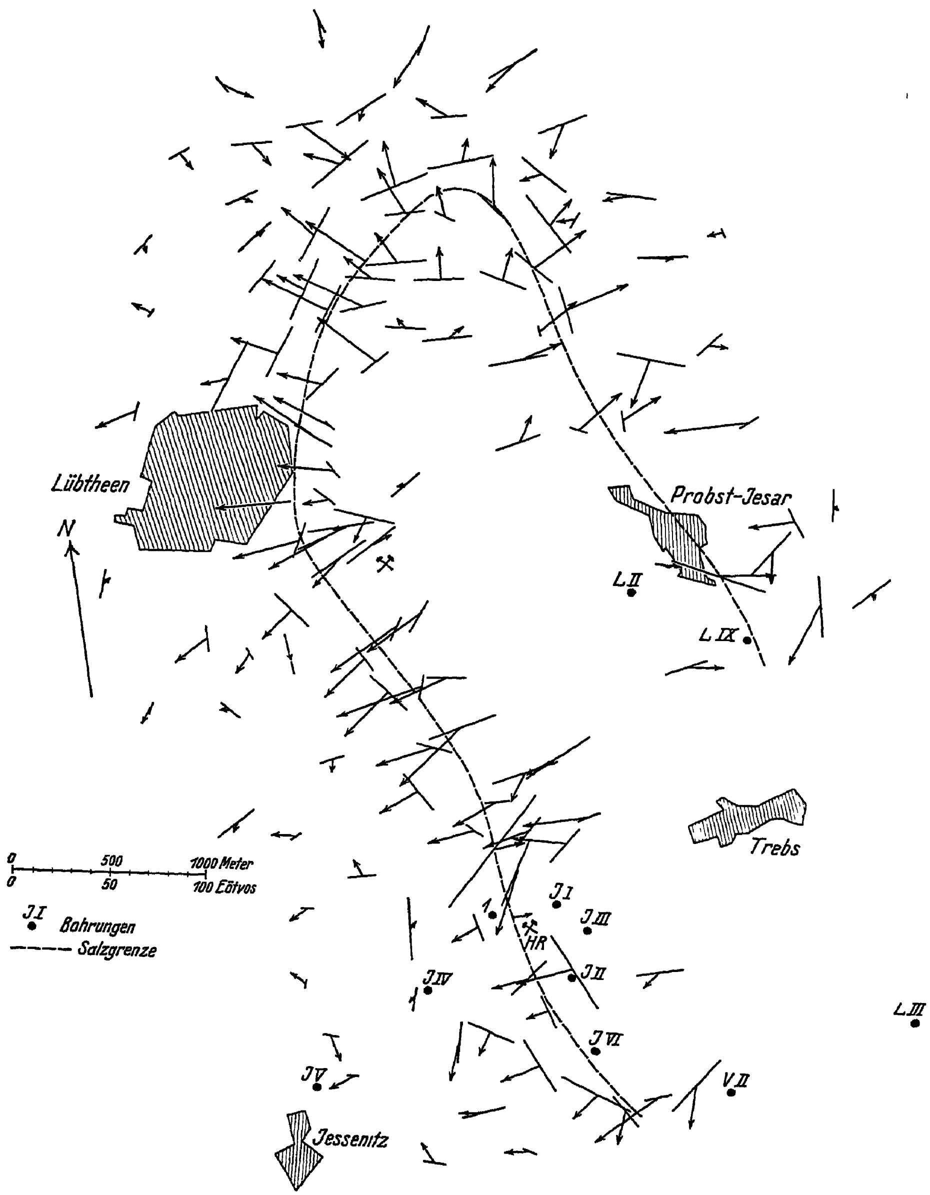


Fig. 98a. Drehwaagemessungen der Firma Piepmeyer & Co., Kassel-Wilhelmshohe über dem Salzhorst Lubtheen[1]).

[1]) Erscheint demnachst in den Mitteilungen aus der Mecklenburg-Schwerinschen Geologischen Landesanstalt zusammen mit anderen von Prof. Schuh-Rostock an demselben Salzhorst angestellten geologisch-geophysikalischen Untersuchungen.

	Entfernung km	Δg (Milligal) Drehwaage	Pendel	Diff./10 km
Bei Dossor:				
Dossor — Wureau	10	— 11	— 10	1
Wureau — Tulughen . . .	14	+ 8	+ 6	1
Tubuyak — Tulughen . . .	9 ½	+ 7	+ 14	7
Tubuyak — Wautschiunas .	15	— 4	0	3
Tulughen — Wautschiunas .	13 ½	— 11	— 14	2
Bei Grosny:				
Kotlankin — Nikolaevskaya	18 ½	+ 3	+ 2	1
Nikolaevskaya — Stary Jurt	9 ½	+ 3	+ 1	2
St. Jurt — Grosny	19	+ 2	+ 4	1

c) Drehwaagemessungen auf beschränktem Gebiet, typische Verteilung von Krümmungsgröße und Gradient über verschiedenartigen Einbettungen.

S a l z h o r s t e m i t s c h w a c h e m A n h y d r i t h u t. Salz hat geringere Dichte als das umgebende Gestein. Die Gradienten weisen daher vom Salzhorst nach außen — sogenannte „Salzflucht" — die Krümmungs-

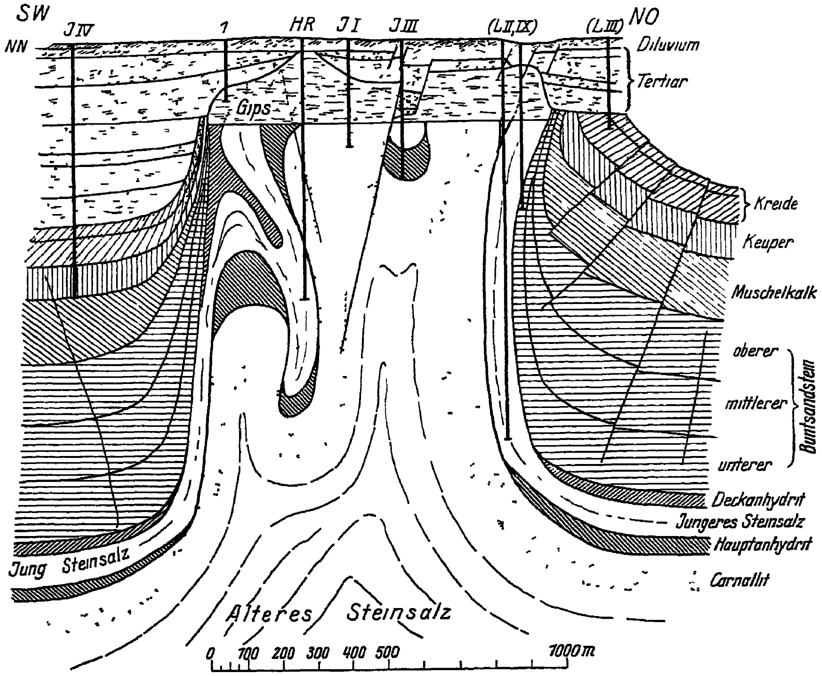


Fig. 98b. Schnitt durch den Salzhorst Lübtheen. Nach ZS. „Kali" 1921. S. 275, Fig. 106.

große wechselt über dem Rand des Horstes ihre Richtung (vgl. senkrechte Stufe)· außen ist sie senkrecht zum Gradient gerichtet (negativ), innen dem Gradienten parallel (positiv). Wo die Salzgrenze in scharfem Bogen verlauft, kann die durch diesen Umstand bedingte Krümmungsgröße die einfachen Verhältnisse verwischen. Durch hochgepreßte

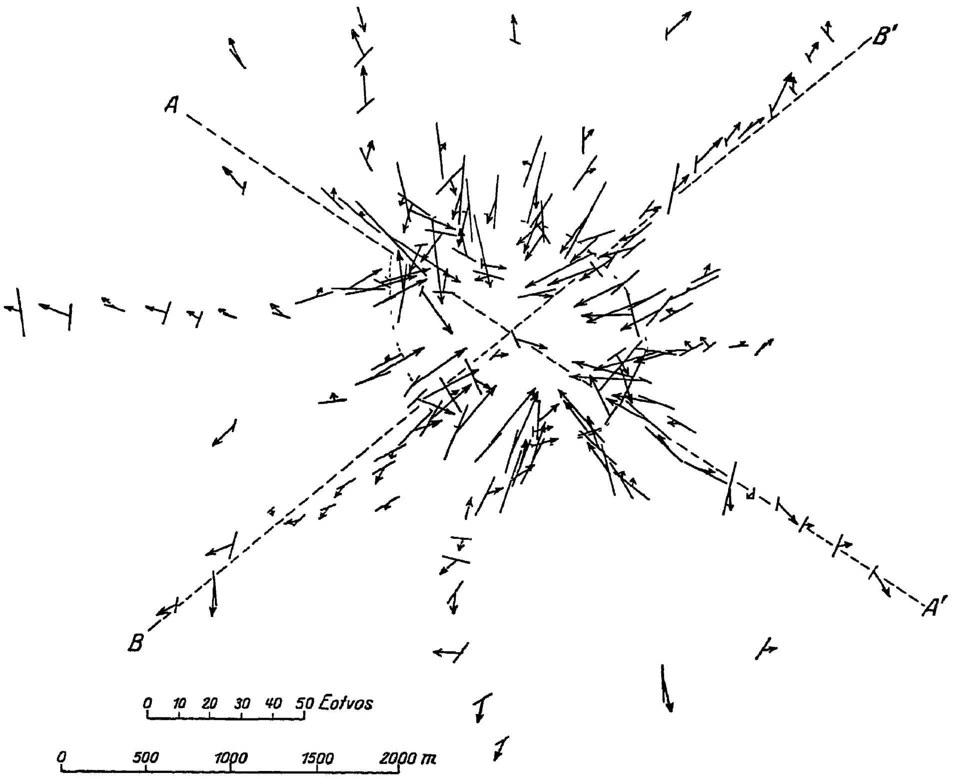


Fig. 99a Messungen der Firma Exploration über dem Blue Ridge Dome, Texas Nach d Prospekt d, Exploration S. 20 und ZS. „Oil Weekly" vom 11. 10 29.

dichte Massen am Rand des Salzhorstes können schon in der Nähe andersartige Verteilungen von Krümmungsgröße und Gradient auftreten, wie z. B. beim Salzhorst Lübtheen (Fig. 98), der im übrigen die charakteristischen Merkmale recht deutlich zeigt. Weitere bekannte und öfter angeführte Beispiele sind die Salzhorste von Oldau-Hambühren und Hänigsen-Nienhagen-Wathlingen[1]).

---

[1]) Prospekt der Exploration G. m. b. H.; H. Haalck, Die gravimetrischen Verfahren der angewandten Geophysik. Verlag Bornträger, Berlin.

Salzhorste mit machtigem Anhydrithut. Anhydrit ist dichter als Salz und dichter als das umgebende Gestein. Daher wirkt ein Anhydrithut gerade entgegengesetzt wie das Salz, er schwächt die Wirkung des Salzhorstes und kann, wie z. B. beim Blue Ridge Dome (Texas) (Fig. 99), die Wirkung des Salzes aufheben und umkehren. In diesem

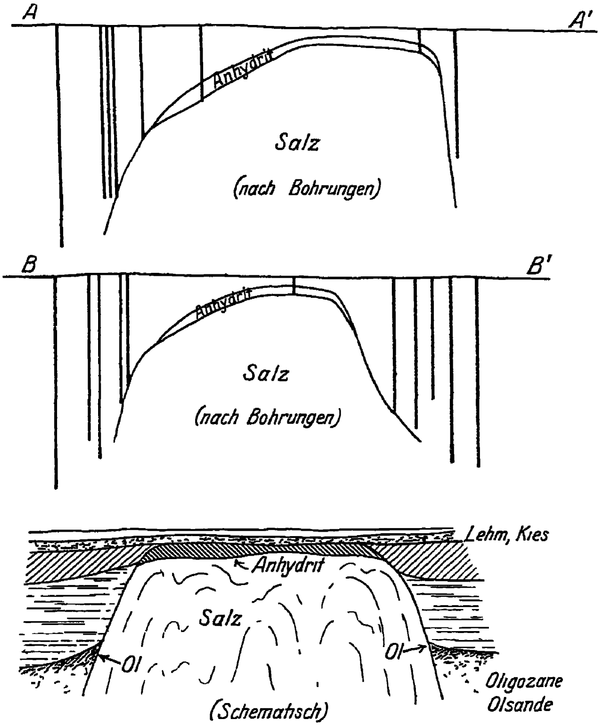


Fig. 99b. Schnitt durch den Blue Ridge Dome, Texas. Nach d. Prospekt d. Exploration S 20 und ZS „Oil Weekly“ vom 11. 10 29.

Fall weisen die Gradienten uber dem Salz und Anhydrit nach innen, die Krummungsgroßen sind außen dem Gradienten parallel, innen senkrecht zu ihm gerichtet. Erst weit außen treten die Salzflucht und die dem Salz entsprechende Richtung der Krummungsgroße auf.

Senkrechte Stufe. Sehr instruktiv sind die von H. Seblatnigg veroffentlichten Messungen über einer Verwerfung des Buntsandstein beim Kraftwerk Borken (Oberhessen) (Fig. 100)[1].

---

[1]) H. Seblatnigg. Über die Feststellung von Verwerfungen mit der Drehwaage. Braunkohle 1929, Heft 23.

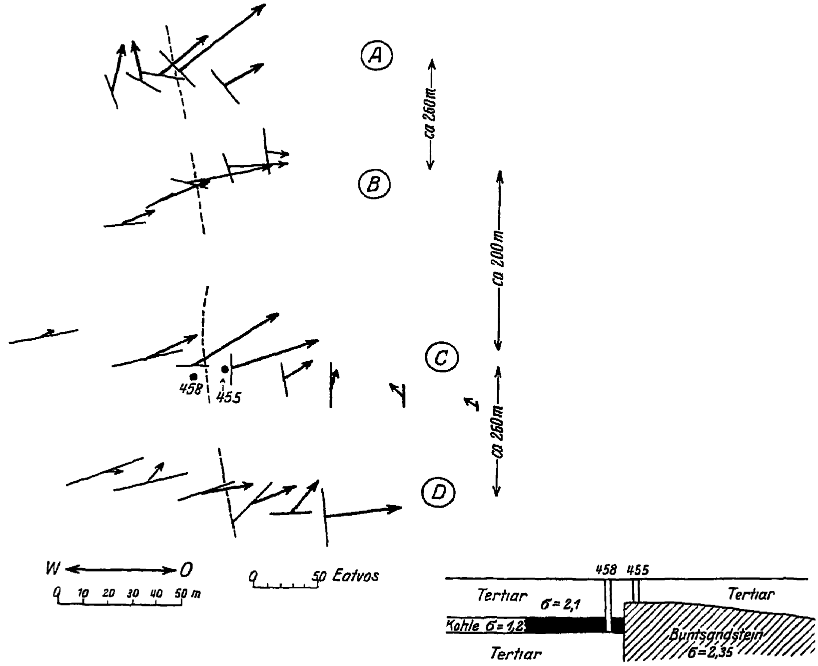


Fig. 100. Messungen der Firma Piepmeyer & Co., Kassel-Wilhelmshohe, uber einer Verwerfung auf Grube Borken. Nach H. SEBLATNIGG, ZS „Braunkohle" 1929, Heft 23

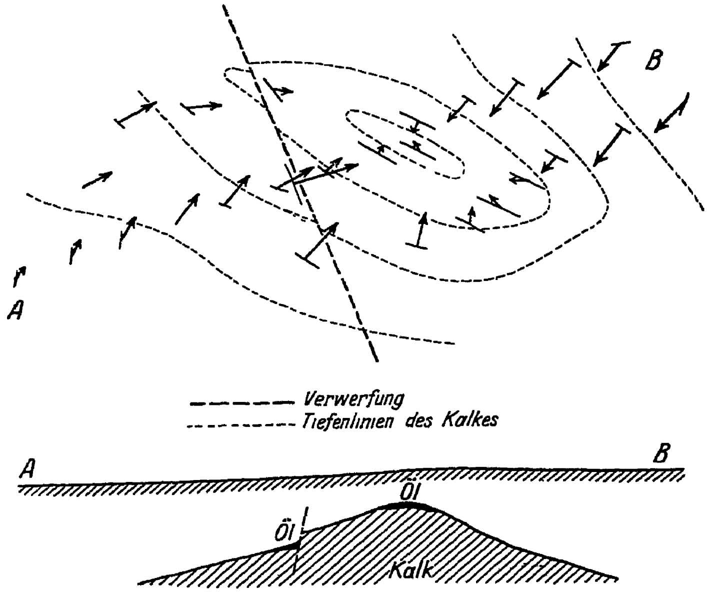


Fig. 101. Drehwaagemessungen über einer durch eine Verwerfung gestorte Antiklinalen. Nach dem Prospekt der Exploration S. 16.

Antiklinale, gestort durch Verwerfung (Fig. 101).

Ein Beispiel fur eine schiefe Stufe zeigt das Profil Deiningen-Nördlingen der Messungen von K. JUNG im Ries, ein Beispiel fur eine flache Synklinale das Profil Nördlingen-Wechingen[1]). In beiden Fällen ist das Typische nicht so ausgepragt wie in den vorher genannten Beispielen, an manchen Stellen auch von anderen Storungen uberdeckt.

d) Drehwaagemessungen unter Tage.

Wahrend bei Messungen uber Tage die Gradienten stets nach den dichten Einbettungen zeigen, ist bei Messungen unter Tage das Umgekehrte der Fall, wenn die wirksame Masse hauptsächlich oberhalb der Drehwaagestationen liegt Einen solchen Fall zeigt Fig. 102.

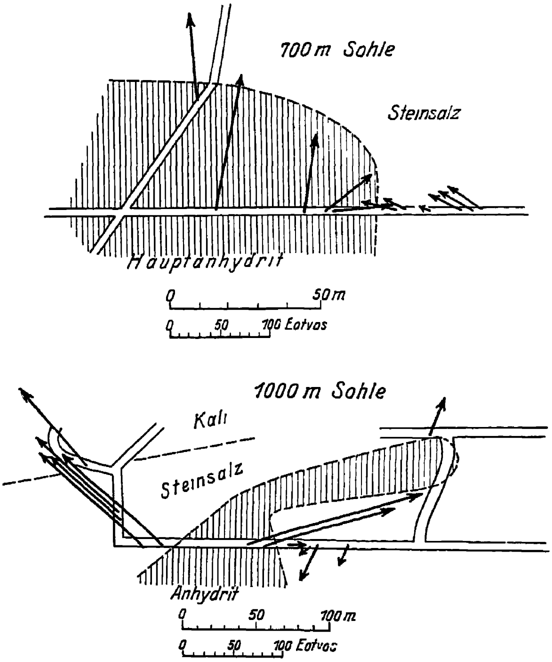


Fig. 102. Messungen auf der 700 m- und 1000 m-Sohle im Salzstock von Beienrode. Nach A. BIRNBAUM, ZS „Kali" 1924.

§ 5. Zusammenhänge zwischen Anomalien der Schwerkraft und des Erdmagnetismus.

Wenn ein und dieselbe Masse auf das Schwerefeld und das magnetische Feld einwirkt, so bestehen zwischen den Komponenten X, Y, Z

---

1) KARL JUNG. Drehwaagemessungen im Ries bei Nordlingen. ZS. f. Geophys. 6, 1930 (im Druck).

der magnetischen Wirkung und den mit der Drehwaage zu messenden Größen nach EOTVÖS[1]) die folgenden Beziehungen:

$$\beta X - \alpha Y = \frac{1}{k^2 \sigma}\{-\alpha\beta(W_{yy} - W_{xx}) + (\beta^2 - \alpha^2) W_{xy} + \beta\gamma W_{zx} - \alpha\gamma W_{zy}\}$$

$$2\gamma X + \alpha Z = \frac{1}{k^2 \sigma}\{-\alpha\gamma(W_{yy} - W_{xx}) + 2\beta\gamma W_{xy} + (2\gamma^2 + \alpha^2) W_{zx} + \alpha\beta W_{zy}\}$$

$$2\gamma Y + \beta Z = \frac{1}{k^2 \sigma}\{+\beta\gamma(W_{yy} - W_{xx}) + 2\alpha\gamma W_{xy} + \alpha\beta W_{zx} + (2\gamma^2 + \beta^2) W_{zy}\},$$

wobei α, β, γ die Komponenten der Magnetisierung in der X-, Y-, Z-Richtung bedeuten[2]). Die Gleichungen gelten bei homogener Magnetisierung fur die ganze Masse, bei inhomogener Magnetisierung nur für einen kleinen Teil.

Bei „zweidimensionalen" in der Y-Richtung streichenden Einbettungen vereinfachen sich diese Formeln zu

$$X = \frac{1}{k^2 \sigma}\{\alpha W_{xx} + \gamma W_{zx}\}$$

$$Y = 0$$

$$Z = \frac{1}{k^2 \sigma}\{-\gamma W_{xx} + \alpha W_{zx}\}.$$

Hierbei fallt β aus den Formeln heraus, braucht aber nicht Null zu sein. Man kann also in diesem Fall aus magnetischen und gravimetrischen Messungen die Magnetisierungskomponenten α und γ bestimmen. Dies ist eine wesentliche Aufgabe der magnetischen Methoden der Angewandten Geophysik.

Ausfuhrliche Darstellungen bringt der Artikel über magnetische Methoden in diesem Band, insbesondere werden auch dort die bekannten Beispiele der Anomalien von Kursk und Kirunavara eingehend behandelt[3]).

---

[1]) R. EOTVOS. Verh. d. 15. Allg. Konf. d. Intern. Erdmessung in Budapest 1906, Teil I, S. 392 f.

[2]) Nur je 2 dieser Gleichungen sind voneinander unabhangig.

[3]) H. HAALCK, Zur Frage der Erklarung der Kursker magnetischen und gravimetrischen Anomalie. Gerlands Beitr. z. Geophys. 22, 241—255 und 385—399. 1929.

Anhang.

Bemerkungen zur Drehwaageliteratur.

Die Literatur über die Eötvössche Drehwaage ist in den letzten Jahren stark angewachsen, doch existieren verhältnismäßig wenig Veröffentlichungen, die wirklich Neues bringen.

Grundlegend allein und in der Darstellung unübertroffen sind die Veröffentlichungen von R. Eötvös selbst[1]), insbesondere

„Bestimmung der Gradienten der Schwerkraft und ihrer Niveauflächen mit Hilfe der Drehwaage." Verhandlungen der 15. Allgemeinen Konferenz der Internationalen Erdmessung zu Budapest 1906, Teil I, S. 337ff.

Sodann existieren einige deutsche und fremdsprachliche zusammenfassende Darstellungen, die in mehr oder weniger enger Anlehnung an Eötvös entstanden sind und je nach der Zeit ihrer Abfassung darüber hinaus die wichtigsten neueren Veröffentlichungen berücksichtigen. Bemerkenswert sind die Darstellungen von Haalck, Nikiforov, Inglada, Shaw und Lancaster Jones[2]). Die Darstellungen in bisher erschienenen Lehrbüchern, Handbüchern und dem Enzyklopädieartikel sind kurz und gehen nur auf die Grundlagen ein[3])

---

[1]) R. Eötvös, Bestimmung . . . .; Untersuchungen über Gravitation und Erdmagnetismus. Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. **59**, 354—400. 1896; Bericht über geodätische Arbeiten in Ungarn, besonders über Beobachtungen mit der Drehwage. Verh. d. 16. allgem. Konf. d. Intern. Erdmessung in London und Cambridge 1909, Teil I, S. 319ff.

[2]) H. Haalck, Das gravimetrische Verfahren der angewandten Geophysik. Sammlung geophys. Schriften, Bd. 10. Verlag Borntraeger, Berlin; P. Nikiforov, Physical principles of gravitational method of prospecting (russisch, z. T. mit engl. Auszug). Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. Leningrad Nr. 1, 153—255. 1925; Nr. 3, 232—264. 1926, V. Inglada, Los procedimientos geofisicos de prospection. II El procedimiento gravimétrico. Ingeniaria y Construccion **6**, 225—231, 287—293, 361—368, 501—519. 1928; H. Shaw and E. Lancaster-Jones, The Theory and practical Employment of the Eötvös Torsion Balance. Mining Mag. April—Juli 1927.

[3]) A. Berroth, Schweremessungen, in Handbuch d. Phys. (Geiger-Scheel) Bd. II, 1926; O. Hecker und O. Meisser, Irdische Schwere, in Handbuch d. phys. u. techn. Mechanik Bd. 2, 1928; A. Prey in Prey-Mainka-Tams, Einführung in die Geophysik; O. Eggert in Jordan-Eggert, Handbuch der Vermessungskunde **3**, 701—710, F. Helmert, Die Schwerkraft und Massenverteilung der Erde. Enzykl. d. math. Wiss. VI, 1 B, 166—172; B. Gutenberg in Müller Pouillet, Lehrbuch der Physik Bd. V 1, 1928, etwas ausführlicher: A. Ansel im Lehrbuch der Geophys. (herausg. von B. Gutenberg). S. 517—552.

Wichtige Veroffentlichungen, die einen Fortschritt in der Theorie und Praxis der Drehwaagemessungen bedeuten, sind als Fußnoten in den betreffenden Paragraphen angegeben. Nicht berucksichtigt wurden im allgemeinen die zahlreichen kürzeren, mehr allgemeinwissenschaftlich gehaltenen Aufsatze, die sich besonders in speziellen geologischen und bergmännischen Zeitschriften — Braunkohle, Kali, Metall und Erz, Petroleum, Oil Weekly usw — befinden. Bisweilen enthalten diese Aufsatze beachtenswerte instruktive Beispiele aus der Praxis.

Eine umfassende Übersicht über alle wichtigen Veröffentlichungen bringt HAALCK. Ein sehr vollstandiges, aber ohne kritische Betrachtung zusammengestelltes Verzeichnis der bis 1925/26 erschienenen Veröffentlichungen findet sich bei R. AMBRONN[1]). Das Literaturverzeichnis der Zeitschrift fur Geophysik berichtet seit 1924 fortlaufend über neuerscheinende Literatur, gleichfalls ohne kritische Aussonderung. Wichtige neue Veroffentlichungen werden seit 1927 in den der Zeitschrift fur Geophysik beigegebenen „Geophysikalischen Berichten" — = Kapitel 8 (Geophysik) der Physikalischen Berichte — fortlaufend besprochen, bisweilen auch in Gerlands Beitragen zur Geophysik und anderen Zeitschriften

[1]) R. AMBRONN, Die Methoden der angewandten Geophysik. Wiss. Forschungsberichte, Naturwiss. Reihe, Bd. XV, 1926.

Luft- und Bodenseismik

Von

O. Meisser und H Martin, Jena.

Erstes Kapitel.

Luftseismik[1])

Von O. Meisser, Jena.

§ 1. Einleitung.

Die Schallausbreitung in der Atmosphäre bei künstlichen Detonationen, Vulkanausbrüchen und ähnlichen Ereignissen zeigt die merkwürdigen Erscheinungen mehrerer Hörbarkeitsbereiche. Diese Tatsache ist erst seit Anfang dieses Jahrhunderts bekannt und eingehender untersucht worden. Bis heute liegt bereits eine betrachtliche Literatur[2]) vor. Ein großer Teil dieser Veröffentlichungen besitzt mehr historisches Interesse. Die neueren Arbeiten versuchen, die Erscheinung der Schallausbreitung auf experimentellem Wege mit künstlichen Sprengungen in Angriff zu nehmen. Wendet man auf die einzelnen Ausbreitungsformen die Arbeitsmethoden der instrumentellen Seismik an, so läßt sich die Schallgeschwindigkeit der durchlaufenen Luftschichten angeben. Die historische Entwicklung der Schallforschung zeigt eine weitgehende Ähnlichkeit mit der der seismischen Methoden Der Makroseismik, die mit im Prinzip subjektiven äußerst einfachen Arbeitsverfahren einen qualitativen Überblick über die Erscheinungen zu erhalten versucht, entsprechen beim Studium des Luftschalles bis zu einem gewissen Grad die Ohrbeobachtungen, später bildete sich jedoch bei systematischen Untersuchungen eine rein experimentelle Luftseismik heraus, die wie in der instrumentellen Seismik nur mit geeigneten Apparaturen und Registrierungen arbeitet. Diese Entwicklung muß deshalb etwas stärker betont werden, um daraus die Grenzen in der Leistungsfähigkeit der einzelnen Methoden besser verstehen und auch die ermittelten Ergebnisse hinsichtlich ihrer Sicherheit kritisch bewerten zu können.

---

[1]) Zusammenfassende Darstellung von A. Wegener, Akustik der Atmosphäre in Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik V, 1 Physik der Erde; Braunschweig 1928; H. Benndorf, Über die experimentelle Erforschbarkeit der höheren Schichten der Atmosphäre Phys ZS. **30**, 97—114. 1929

[2]) Die vom Preuß. Aeronautischen Observatorium bei Lindenberg herausgegebenen Materialzusammenstellungen H. Hergesell und P. Duckert, Sprengungen zu Forschungszwecken, Braunschweig 1927, 1929 weisen bereits 176 Arbeiten über Luftschall auf.

Die Behandlung des Stoffes wird zunachst kurz auf die Ergebnisse der Horbeobachtungen eingehen, diese geben bereits in großen Zugen qualitativ die Erscheinungen wieder. Die theoretische Berechnung der Schallbahnen weist dann den Weg fur die systematische Untersuchung dieses Problems, wofur die experimentellen Hilfsmittel besonders in Deutschland entwickelt worden sind. Die physikalische Diskussion der Schallgeschwindigkeiten in den verschiedenen Hohen, die die Schallwellen durchlaufen haben, ergibt dann einen weiteren Beitrag fur die Erforschung des Aufbaues unserer Atmosphare.

§ 2. Hörbeobachtungen[1]).

Das typische Bild der Schallausbreitung in der Atmosphare wurde zum ersten Male von von dem Borne[2]) an der Dynamitexplosion zu Forde in Westfalen, 14. Dezember 1903, und einer ahnlichen Erscheinung von der Schallquelle in Witten-Annen bewußt nachgewiesen. In einem gewissen Umkreis, der je nach den meteorologischen Verhaltnissen in Form und Große verschieden ist, kann man den Schall deutlich wahrnehmen. Über eine Entfernung von ca. 50 km hinaus beginnt meistens die „Zone des Schweigens", ein Gebiet, in dem keine Schallwellen mehr gehört werden. In einer größeren Entfernung vom Herd, 120—170 km, wird plotzlich der Schall wieder gut wahrnehmbar. Gibt man diese Horbeobachtungen in einer Karte wieder, so kann man aus den Darstellungen prinzipiell die wichtigsten Erscheinungen entnehmen. In Fig. 1 und 2 sind die Horbeobachtungen zweier verschiedener Detonationen wiedergegeben. Die Explosion von Vergiate[3]) am Sudfuß der Alpen am 26. November 1920 zeigte im Gegensatz zu den bisherigen Bearbeitungen fruherer ähnlicher Vorkommen eine diametrale Ausbildung des „anormalen" Schalles. Um den Herd (Vergiate) befindet sich das Gebiet der sogenannten „normalen" Hörbarkeit, das einen Durchmesser von ca. 50 bis 80 km aufweist. Die Form ist in der Nordsudrichtung wesentlich gestreckter als in der Ostwestrichtung. Hinter der „Zone des Schweigens"

[1]) Eine zusammenfassende Darstellung der einzelnen Arbeiten ist gegeben von A. Wegener, Die außere Horbarkeitszone ZS. f Geophysik I 7, 297—314, 1924/25.; desgl. unter Anm. 1 S. 211.

[2]) G. von dem Borne, Über die Verbreitung der durch die Dynamitexplosion zu Forde in Westfalen verursachten Schallphanomene. Die Erdbebenwarte 4, 1. 1904—1905; Über die Fernwirkung der Roburitaufflammung in Witten-Annen. Die Erdbebenwarte 6, 110. 1906—1907.

[3]) A. de Quervain, Ein erster Fall diametraler Ausbildung des anormalen Schallgebietes (Explosion von Vergiate vom 26. Nov. 1920). Jahresber. d. Schweiz. Erdbebendienstes 1919 Zurich 1920. Anhang; E. Oddone. Fenomeni Geofisici nel disastro esplosivo di Vergiate. Modena 1922 (ca. 20000 kg Sprengstoff).

die durch negative Schallmeldungen (—) gekennzeichnet ist, beginnt in ca. 100—160 km die Zone des „anormalen Schalles". Während dieses Gebiet sich meistens nur als sektorförmige (100—200° Öffnungswinkel) Erscheinung nachweisen läßt, ist bis auf die Westseite die zweite Hörbarkeitszone hier gut ausgebildet. Im Süden zeigt sich sogar ein nochmaliges Gebiet der Hörbarkeit, woraus man auf eine Reflexion des Schalles an der Erdoberfläche schließen kann. Die Explosion

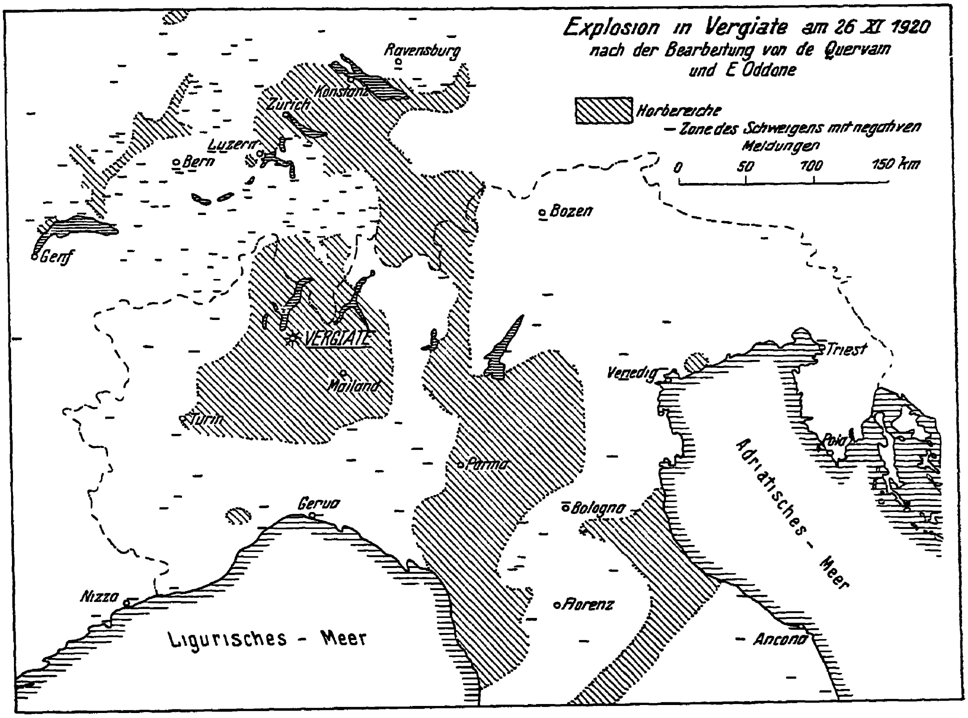


Fig. 1. Die Hörbarkeitszonen der Explosion von Vergiate

von Moskau (9. Mai 1920) (Fig. 2) zeigt in der Bearbeitung von Witkiewicz[1]) in einer seltenen Form eine geschlossene symmetrische Ausbildung der Außenzone Der Innenrand liegt hier bei ca. 150 km. Diese beiden Beispiele geben das typische aller Hörbeobachtungen wieder, die man auch bei anderen ähnlichen Erscheinungen wie Kanonendonner, vulkanischen Detonationen und Niedergehen von Meteoren beobachten kann. Aus diesem statistischen Material stellt A. Wegener folgende Gesetzmäßigkeiten zusammen.

[1]) W. J. Witkiewicz, Études scientifiques de l'atmosphère. Édition de l'Observatoire Aerologique de Moscou II 1925 S. 14—42.

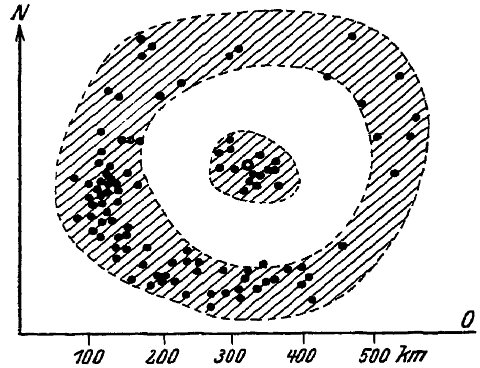


Fig. 2. Horbarkeitszonen der Explosion vom 9 Mai 1921 in Moskau.

Wenn die Schallquelle genugend Intensitat besitzt, tritt stets eine äußere Horbarkeitszone auf. Durch den Einfluß des Windes kann zwar die Zone des Schweigens verwischt werden, so daß beide Gebiete miteinander verschmelzen.

Beim Hauptausbruch des Krakatau am 27. August 1883 zeigte sich eine so starke Intensitat, daß eine Zone des Schweigens, wie uberhaupt eine zonale Gliederung des Schalles nicht festgestellt werden konnte. Der Schall wurde in diesem außergewohnlichem Falle noch an folgenden Orten, die die große Reichweite dartun sollen, mit dem Ohr gehort:

	Entfernung km		Entfernung km
Manila	2902	Perth (Westaustralien) . .	3060
Dorey (Neu-Guinea)	3240	Daly Waters (Nordaustralien)	3256
Alice Springs (Zentralaustralien)	3593	Diego Gracia (Tschagoinseln)	3648

	Entfernung km
Rodriguez	4775
Dutsch Bay (Ceylon) . . .	3312
Tovoy (Birma) . . .	2378

Die Druckschwankungen bei der Hauptwelle konnten sogar mittels der Barographen über die ganze Erde verfolgt werden. Abgesehen von dieser wohl einzig dastehenden starken Schallerscheinung laßt sich die zonale Einteilung uberall nachweisen, wenn genugend Material vorliegt.

Die Zusammenstellung der bekannten naher untersuchten Schallausbreitungen bei Detonationen und Vulkanausbruchen in Europa, Japan und am Äquator (Cotopaxi, Krakatau) zeigen in diesen Breiten eine anormale Schallzone, Wegener nimmt nach diesem Material an, daß diese Erscheinung überall anzutreffen ist.

In Abhängigkeit von der Jahreszeit beträgt nach Wegeners Zusammenstellung der Zentralabstand der Außenzone in Europa und Japan im Winter (Januar und Februar) ca. 110 km und im Sommer (August) ca. 190 km. Die Hörbeobachtungen ergeben in den einzelnen Fallen Außengebiete, deren Zentriwinkel zwischen 90° und 360° schwanken kann. Die zu Anfang angeführten zwei Bei-

spiele zeigen dieses Verhalten deutlich Dazu soll sich aus dem Material noch ergeben, daß sich die **Außengebiete** im **Winter** vorzugsweise im **Osten** und im **Sommer** vornehmlich im **Westen** der **Schallquelle** befinden, eine Tatsache, die durch die Wahrnehmbarkeit des Kanonendonners an der Westfront 1914—1918 in Frankreich bestatigt zu werden scheint.

Überblickt man die Ergebnisse dieser zufalligen Beobachtungen, so hat man in großen Zugen ein qualitatives Bild von der Schallausbreitung. Fur die eingehende Prufung einer Theorie, die die Ausbildung der Zonen erklaren will und den Verlauf der Schallstrahlen in der Atmosphare darstellen soll, eignen sich nur die Radien der Außenzonen und einige wenige Beobachtungen der scheinbaren Laufgeschwindigkeiten des Schalles an der Erdoberflache, Angaben, die, wie man spater sehen wird, fur eine genaue Rechnung in diesem beschrankten Maße nicht ausreichen. Dazu kommt noch der Umstand, daß unser Ohr nur fur einen beschrankten Frequenzbereich ($>$ 16 Hertz) die Schallwellen feststellen kann, so daß man uber sehr langsame Schallschwingungen keine Angaben hat. Trotz dieser Mangel haben die theoretischen Ansatze fruherer Autoren bereits ein ungefahres Bild von dem Weg der Schallstrahlen und den entsprechenden physikalischen Ursachen gegeben

§ 3. Die Schallausbreitung auf geometrischer Grundlage.[1])

a) Die Schallausbreitung bei Windstille.

Ähnlich wie in der Optik und Seismik behandelt man die Ausbreitung des Schalles als ein rein geometrisches Problem Fur unsere Betrachtungen werden folgende einschrankende Voraussetzungen zur Vereinfachung gemacht: Die resultierende Schallfortpflanzungsgeschwindigkeit sei nur von der Hohe abhangig, so daß man aus Symmetriegründen stets nur zweidimensionale Betrachtungen braucht, ferner werde die Erde fur die in Betracht kommenden Gebiete als eben angenommen. Das gestellte Problem ist, für eine vorgegebene Atmosphare die Schallstrahlen zu berechnen. In der Praxis lautet jedoch die Aufgabe umgekehrt, ruckwarts aus einer beobachteten Ausbreitungsform mit ihren gemessenen Großen die Strahlbahnen und somit den akustischen Zustand des durchlaufenen Mediums zu beschreiben. Im folgenden sollen beide Fragestellungen erortert werden.

Die Schallquelle befinde sich im Koordinatenursprung (Fig. 3) an der Erdoberflache (es bietet keine prinzipiellen Schwierigkeiten, die Schall-

[1]) Über die Grundlagen und mathematischen Ableitungen vgl. O. Meisser, Beiträge zu einer experimentellen Seismik. Veroffentl. der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena. 1929, Heft 9; Geometrische Seismik, S. 21ff. und unter Seismik II. Kap. § 6 d. Buches.

quelle auch in der Hohe y_0 wie bei Meteordetonationen anzunehmen[1]). Der Strahl $S\,P_x$ beschreibt, $v\,(y)$ sei die Schallgeschwindigkeit, eine

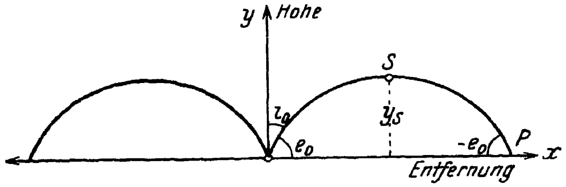


Fig. 3. Koordinatensystem und Schallbahn.

„Brachystochrone", da die erforderliche Laufzeit ein Minimum werden soll. Die Laufzeit T wird, wenn $d\,s$ ein Bogenelement des Strahles ist,

$$T = \int_0^s \frac{d\,s}{v\,(y)} = \int_0^x \frac{d\,x}{v\,(y)} \sqrt{1 + y'^2} \tag{1}$$

Da nach dem Fermatschen Prinzip — der Schall wahlt immer den akustisch kurzesten Weg — dieser Ausdruck fur T ein Minimum werden soll, so ergibt die Variationsrechnung fur diesen Fall das bekannte Brechungsgesetz

$$\frac{\sin i_0}{v_0} = \frac{\sin i_y}{v\,(y)} = c \tag{2}$$

Obwohl sich diese Ableitung auch elementar durchfuhren laßt, sind in obiger Form m. E. die geringen Voraussetzungen starker betont. Für die Strahlbahn mit der Scheitelhohe y_s ergeben sich noch folgende Ausdrücke fur die Entfernung x und die Laufzeit T

$$T = 2 \int_0^{ys} \frac{1}{v\,(y)} \frac{d\,y}{\sqrt{1 - [c \cdot v\,(y)]^2}} \tag{3}$$

$$x = 2 \int_0^{ys} \frac{c \cdot v\,(y)\,d\,y}{\sqrt{1 - [c \cdot v\,(y)]^2}}\,. \tag{4}$$

Führt man den Emergenzwinkel e (Fig. 3) ein, d. h. den Winkel, den die Strahltangente mit der Horizontalen einschließt, so lautet die Gleichung für den Schallstrahl, der unter dem Winkel e_0 die Erdoberfläche verläßt,

$$\frac{\cos e_y}{v\,(y)} = \frac{\cos e_0}{v_0} = \text{const}$$

Damit der Strahl wieder zur Erde zurückkehrt, muß im Scheitel S nach (2) die Geschwindigkeit v_s großer als diejenige am Erdboden sein. Weil im Scheitel

$$e_y = 0$$

---

[1]) Vgl. F. J. W. WIPPLE, The detonating meteor of 1926 september 6. An instance of an outer zone of audibility. Monthly notices of Roy. Astronom. Soc. Geophysical Suppl. II, Nr. 2. 1928.

ist, so ergibt sich aus (2) die Relation

$$v_S = \frac{v_0}{\cos e_0}. \tag{5}$$

Bezeichnet man mit $\mathfrak{v}$ die scheinbare Oberflachengeschwindigkeit, die nach Fig. 4 geometrisch zu

$$\mathfrak{v} = \frac{\partial x}{\partial T} = \frac{v_0}{\cos e_0} \tag{6}$$

gefunden wird, so wird in Verbindung mit (5)

$$v_S = \mathfrak{v} = \frac{v_0}{\cos e_0}.$$

Besitzt man die Laufzeitkurve fur eine Schallausbreitung, d h ein Diagramm (Fig. 5), in dem zu den entsprechenden Entfernungen (x)

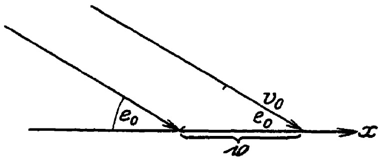


Fig 4 Scheinbare Oberflachen- und Wellengeschwindigkeit.

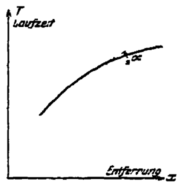


Fig. 5 Laufzeitkurve

als Abszissen die zugehorigen Lautzeiten (T) zusammengehoriger Einsatze des Schalles als Ordinaten aufgetragen sind, so ergibt die reziproke Tangente an diese Kurve

$$\mathfrak{v} = \frac{d x}{d T} = \operatorname{cotg} \alpha = \frac{v_0}{\cos e_0}. \tag{7}$$

Die Bedeutung der Formeln (5—7) liegt darin, daß man aus Großen (e_0, v_0 bzw. $\mathfrak{v}$), die nur an der Oberflache der Erde gemessen sind, sofort die Schallgeschwindigkeit des Strahles in dem hochsten Punkte seiner Bahn bestimmen kann, die alleinige Voraussetzung bildet dabei das Fermatsche Prinzip bzw. das daraus folgende Brechungsgesetz. Die einzige Große, die noch fehlt, um den Strahlverlauf vollstandig zu übersehen, ist die Scheitelhohe y_s selbst. Unter der Voraussetzung, daß die Schallgeschwindigkeit mit der Hohe y wachst, laßt sich die Scheitelhöhe uber eine Integralgleichung vom Abelschen Typ[1]) zu

$$y_S = \frac{1}{\pi} \int_0^{x_P} \ln \{p + \sqrt{p^2 - 1}\}\, d x \tag{8}$$

---

[1]) G. Herglotz, Über das Benndorfsche Problem der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdbebenstrahlen. Phys. ZS. 8, 145—147. 1907;

finden, wobei $p = \frac{\mathfrak{v}_p}{\mathfrak{v}_x}$. Da in der Troposphare (0—11 km Hohe) die Schallgeschwindigkeit infolge des Temperaturgefalles abnimmt, darf man (8) fur diesen Teil der Bahn nicht mit anwenden, sondern es ist eine besondere Rechnung auszuführen. Fur eine systematische Untersuchung der Schallausbreitung ergibt sich aus diesen allgemeinen Betrachtungen die Forderung nach der Aufnahme von Laufzeitkurven, um den gesamten Schallweg aufzeichnen zu konnen, fur orientierende Messungen genugt jedoch bereits die Kenntnis von e_0 bzw. $\mathfrak{v}$ an einigen Punkten in dem Gebiet anormaler Horbarkeit, beide Wege sind mit nur Horbeobachtungen nicht zu losen.

Ein anderer Weg, sich uber die theoretische Schallausbreitung Rechenschaft zu geben, besteht darin, fur die Funktion v (y) bestimmte Annahmen zu machen. Es sollen folgende einfachen Falle kurz zusammengestellt werden[1]):

a) Schichten mit verschiedener, aber konstanter Geschwindigkeit,
b) lineare Änderung der Geschwindigkeit mit der Hohe,
c) Änderung mit der Quadratwurzel aus der Hohe.

a) Besteht die Atmosphare aus übereinanderliegenden Schichten, die in sich konstante, aber verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeit fur die Schallwellen haben, so bestehen die Bahnen aus geradlinig gebrochenen Strahlen, deren Verlauf durch das Brechungsgesetz (2) bestimmt wird Die Laufzeitkurven setzen sich aus geradlinigen Stucken zusammen, deren reziproke Tangente gleich der in der betreffenden Schicht herrschenden Geschwindigkeit ist. Aus den Knickpunkten der Geraden und ihren Ordinatenabschnitten lassen sich die jeweiligen Hohen und Dicken der betreffenden Schichten berechnen[2]).

b) In der Atmosphäre gelte das lineare Fortpflanzungsgesetz

$$v(y) = v_0 (1 + \beta y), \tag{9}$$

wo mit freibleibendem Vorzeichen $\beta = \frac{v_y - v_0}{y v_0}$ definiert ist. Dieser Fall ist insofern von besonderer Bedeutung, weil man alle anderen Gesetze in

---

E. Wiechert und L. Geiger, Bestimmung des Weges der Erdbebenwellen im Erdinnern. Phys. ZS. 11, 394—411. 1901; H. Batemann, Die Losung der Integralgleichung, welche die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Erdbebenwelle im Innern der Erde mit den Zeiten verbindet, die die Storung gebraucht, um zu verschiedenen Stationen auf der Erdoberflache zu gelangen. Phys ZS. 11. 96—99. 1910. Siehe auch Fußnote 1 S. 215 d. A.

[1]) Dieselben Falle sind von E. Wiechert behandelt. Gott. Nachr., Heft 1, 49—69, 1925. Bemerkungen uber die anormale Schallausbreitung.

[2]) O. Meisser, u. H. Martin, Experimentelle Seismik, I. Zeitschr. f. Geophysik, p. 106—118, 1927.

erster Annaherung fur kleine y durch Reihenentwicklung auf ihn zuruckfuhren kann. Setzt man die Beziehung (9) in die entsprechende Formel (4) ein, so findet man die Bahngleichung zu

$$(10)\quad x = \frac{1}{\beta}\left\{ \operatorname{tg} e_0 - \frac{\sqrt{1-(1+\beta y)^2 \cos^2 e_0}}{\cos e_0} \right\} = \frac{1}{\beta \cos e_0}\left\{ \sin e_0 - \sin e_v \right\}.$$

Die Strahlbahnen ergeben sich zu Kreisen

$$\left(x - \frac{1}{\beta} \operatorname{tg} e_0\right)^2 + \left(y + \frac{1}{\beta}\right)^2 = \frac{1}{\beta^2 \cos^2 e_0}$$

Die Laufzeit T wird nach (3)

$$(11)\quad T = \frac{1}{v_0 \beta}\left\{ \ln \frac{1+\sin e_0}{\cos e_0} - \ln \frac{1+\sin e}{\cos e} \right\} = \frac{1}{v_0 \beta} \ln \frac{1+\sin e_0}{1+\sin e} \cdot \frac{\cos e}{\cos e_0}$$

Kehrt der Strahl wieder zur Ausgangsflache zuruck, d. h. wird $e = -e_0$, so erhalt man fur die Gesamtbahn

$$(12)\quad x = \frac{2}{\beta} \operatorname{tg} e_0 .$$

Die großte Hohe ist

$$(13)\quad y = \frac{1}{\beta \cos e_0}(1 - \cos e_0)$$

Die gesamte Laufzeit wird

$$(14)\quad T = \frac{2}{v_0 \beta} \ln \left\{ \frac{x \beta}{2} + \sqrt{1 + \frac{x^2 \beta^2}{2}} \right\} = \frac{1}{v_0 \beta} \cdot \ln \frac{1+\sin e_0}{1-\sin e_0} .$$

In den beistehenden Figuren 6 und 7 ist die Strahlausbreitung fur ein Medium gezeichnet, in dem sich die Geschwindigkeit linear mit der Hohe andert. In dem Fall, daß die Geschwindigkeit mit der Eindringtiefe kleiner wird (s. Fig. 6), zeigt die Skizze das Strahlbild Der Strahl mit dem Emergenzwinkel $e = 0$ bildet für den Luftschall den Grenzwinkel, es ist von einem gewissen Umkreis um die Quelle kein Schall mehr horbar. — Den anderen Fall, der Zunahme der Geschwindigkeit mit der Hohe, zeigt Fig. 7. Die Strahlen kehren wieder zum Boden zuruck. Der Emergenzwinkel nimmt mit der Entfernung Quelle = Beobachtungsort zu. Die entsprechende Laufzeitkurve (fur $v = 1$) (———) zeigt deutlich die Abweichung (s. Fig. 8) von den Laufzeiten des direkten Strahles (   ) langs der Entfernungsachse. Die Kurve muß konkav zur Abszisse verlaufen, weil nach Relation (7)

$$\frac{dT}{dx} = \frac{1}{V_{\text{Scheitel}}},$$

d. h. die Kurventangente wird mit wachsender Entfernung kleiner.

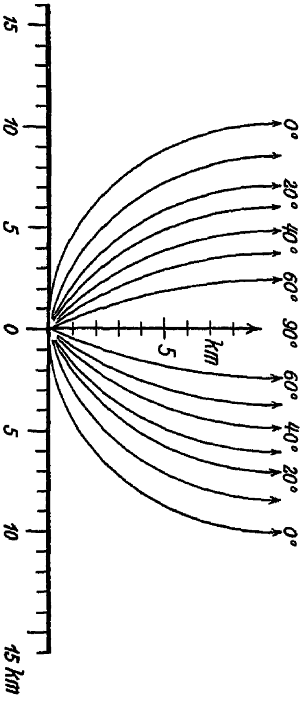


Fig 6 Schallausbreitung in einem Medium, dessen Schallgeschwindigkeit mit der Höhe abnimmt.

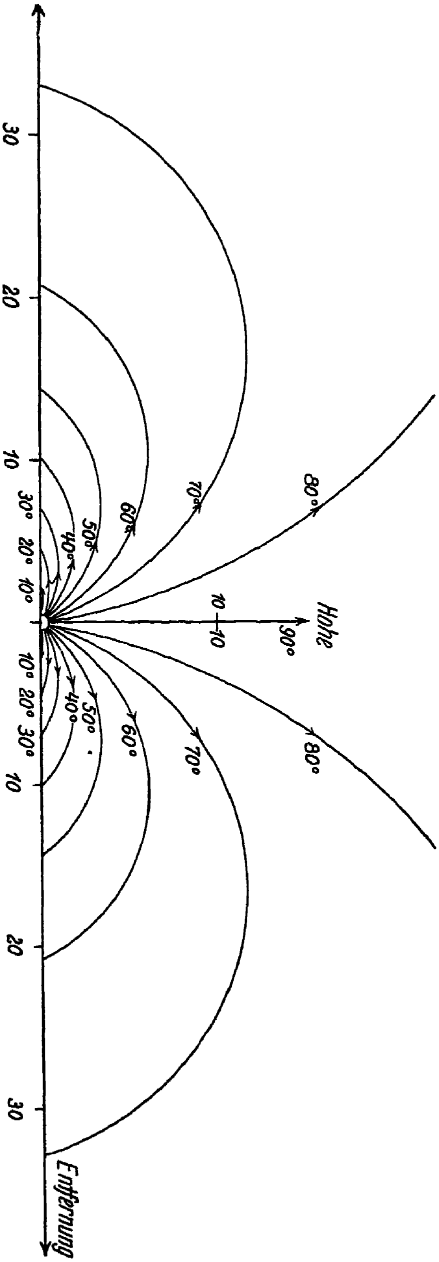


Fig 7 Schallausbreitung in einem Medium, dessen Schallgeschwindigkeit mit der Höhe zunimmt

c) Änderungen der Geschwindigkeit mit der Quadratwurzel aus der Hohe spielen eine wesentliche Rolle bei den Laufzeitkurven fur den anormalen Luftschall, wenn man streng die Temperaturabnahme mit der Hohe in v berucksichtigen will. Man setze

(15) $$v = v_0 (1 + q \cdot y)^{\frac{1}{2}},$$

wo q auch wieder doppeltes Vorzeichen haben darf. Fuhrt man (15) in die entsprechenden Formeln (3, 4) ein, so erhalt man

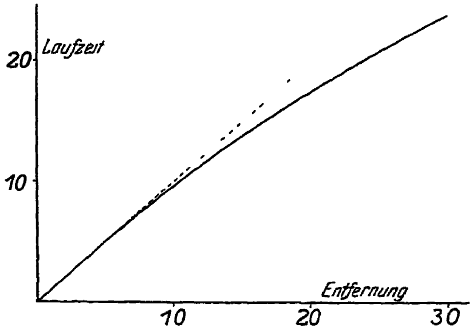


Fig. 8. Laufzeitkurve fur Fig. 7

(16) $$x \begin{cases} = \dfrac{1}{q \cdot \cos^2 e_0} \cdot \left\{ e_0 - e + \dfrac{1}{2} \sin 2\, e_0 - \dfrac{1}{2} \sin 2\, e \right\} \\ = \dfrac{1}{q \cdot \cos^2 e_0} \cdot \left\{ e_0 - e + \sin e_0 \cos e_0 - \sin e \cos e \right\} \end{cases}$$

und

(17) $$T = \frac{e_0 - e}{q \cdot v_0 \cdot \cos e_0}.$$

Betrachtet man fur ein positives q einen Gesamtstrahl ($e = - e_0$), so wird

(18) $$x = \frac{2\, e_0}{q \cos^2 e_0} + \frac{2 \operatorname{tg} e_0}{q}$$

(19) $$T = \frac{2\, e_0}{q \cdot v_0 \cdot \cos e_0}.$$

Der Gesamtverlauf ist fur kleine q genähert mit Kreisbahnen identisch, fur betrachtlichere Werte q hat die Kurve eine kompliziertere Form.

b) Die Schallausbreitung in bewegter Luft[1]).

Bei den bisherigen Betrachtungen war stets angenommen, daß die Veranderungen der Schallgeschwindigkeit skalarer Natur waren. Will man den Windeinfluß in voller Allgemeinheit berucksichtigen — die beste und klarste Darstellung dieses Falles gibt R. EMDEN[1]) — so zeigen

---

[1]) Die analytische Behandlung ist gegeben von S. FUJIWHARA, On the abnormal propagation of sound waves in the atmosphere. The Bull. of the Central meteorol. Observatory of Japan 1912 vol. II Nr. 1, 1916 vol. II, Nr. 4;

sich Verhaltnisse, die denen der Kristalloptik ahneln, weil die Wellennormale und der Strahl (Fortpflanzungsrichtung der Schallenergie) nicht mehr zusammenfallen. Physikalische Bedeutung besitzt nur der Strahl, der in der allgemeinen Wellenoptik auch der Poyntingsche Vektor genannt wird und der einen Uberblick uber den Energietransport gibt.

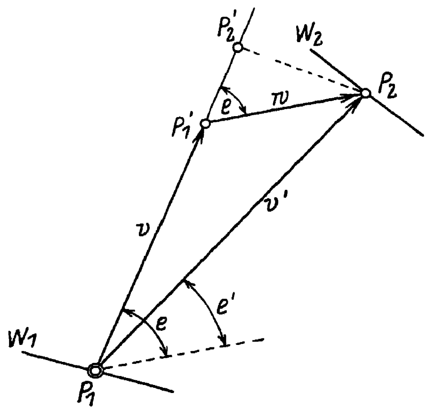


Fig. 9. Strahl und Wellennormale

In dem einfachen Falle, daß die Ebene der Schallbewegung mit der durch den Ursprung gehenden Windrichtung zusammenfallt, ergibt sich die resultierende Strahlgeschwindigkeit v′ zu

$$v' = \sqrt{\{v^2 + w^2 + 2\, v \cdot w \cos e\}} \tag{20}$$

wenn w die horizontale Windrichtung bezeichnet. In Fig. 9 ist in P_1 ein Stuck der Wellenflache w_1 gezeichnet. Der Strahl wird sich mit der resultierenden Geschwindigkeit v′ nach P_2 bewegen, die Wellenflache daselbst, die ja senkrecht auf v′ steht, ist w_2. Betrachtet man ein Element, das sich langs der Normalen von P_1 bewegt, so wird die „Normalengeschwindigkeit" $v_{1,2}$, die durch die Strecke $P_1\,P_2'$ gegeben ist,

$$v_{1,2} = v + w \cos e\,. \tag{21}$$

Der Neigungswinkel e der Normale ist mit dem des Strahles e′ durch die Relation verbunden

$$\operatorname{cotg} e' = \frac{v \cos e + w}{v \cdot \sin e} = \operatorname{cotg} e + \frac{w}{v} \cdot \frac{1}{\sin e}\,, \tag{22}$$

d. h. die Differenz von e und e′ hangt nur von dem Verhaltnis $\frac{w}{v}$ ab. An Stelle eines Strahles kann man fur die praktische Konstruktion den entsprechenden Normalenzug benutzen, seine Gleichung lautet

$$\frac{v}{\cos e} + w = \frac{v_0}{\cos e_0} + w_0 = \text{const}\,. \tag{23}$$

H. Morf, Uber den Einfluß der meteorologischen Zustande der Troposphare auf die Ausbildung der anormalen Schallzone. Jahresber. 1918 des Schweizerischen Erdbebendienstes. Ann. der Schweizerischen Meteorolog. Zentralanstalt 1—34; R. Emden, Beitrage zur Thermodynamik der Atmosphäre II. Über die Ausbreitung des Schalles in einer windbewegten polytropen Atmosphare. Meteorol. ZS. **35**, 13—29, 74—81, 114—123. 1918 (die beste und klarste Darstellung dieses Problems!).

In ähnlicher Weise ist auch der Fall gelöst, daß der Wind quer zur Schallbewegung verläuft In Fig 10 und 11 ist die Schallausbreitung für eine idealisierte Atmosphäre nach EMDEN bei Wind wiedergegeben.

Das wesentliche Ergebnis dieser Windbetrachtungen ist, zu zeigen, daß durch den Wind eine Zone des Schweigens mit einem stets

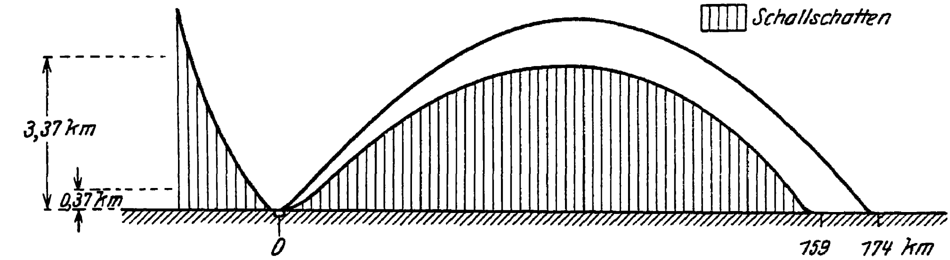


Fig. 10 Schallausbreitung bei einer Temperaturabnahme von 6,2° pro km Windstille bis 0,37 km und einer linearen Windzunahme von 4 m/sec pro km Höhe

nur einseitig zur Schallquelle gelegenem anormalen Hörbarkeitsbereich ausgebildet werden kann Außerdem lassen sich sektorförmige Schallgebiete bequem durch variable Windeinflüsse erklären Dazu geben die Formeln für Schallbahnen mit Berücksichtigung des Windeinflusses — die Windgeschwindigkeit ist praktisch meistens klein

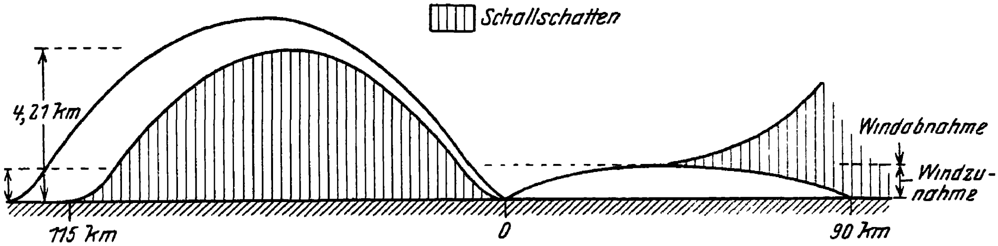


Fig. 11. Schallausbreitung bei einer Temperaturabnahme von 3° pro km bis 0,91 km Höhe, darüber hinaus 3,65° pro km, ferner bei einer Windzunahme von 1 m/sec bis 0,91 km und darüber Abnahme von 1 m/sec auf 305 m Höhe

gegenüber der des Schalles — Relationen in die Hand, um aus Laufzeitkurven bei genügendem Material von Einzelsprengungen die Stärke des Windes und die Größe der übrigbleibenden Schallgeschwindigkeit im Scheitel eines Schallstrahles zu finden.

§ 4. Die Schallgeschwindigkeit bei variabler Temperatur und in verschiedenen Gasen.

Die physikalischen Betrachtungen für die Schallausbreitung gehen von den Eulerschen Grundgleichungen der Hydrodynamik aus. Wird

der Einfluß der Reibung und der Wärmeleitung in der Luft vernachlässigt, so ergibt sich bei sehr kleinen Schallamplituden in einem Gas die Schallgeschwindigkeit v zu

$$v^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \varrho}\right)_{\text{adiabat}} \tag{24}$$

wenn mit p der Druck und mit ϱ die Dichte bezeichnet wird. Die Verdichtungen und Verdünnungen folgen bei den Schallwellen so schnell aufeinander, daß man die auftretenden adiabatischen Erwärmungen bzw. Abkühlungen durch die Relation

$$\frac{p}{\varrho^{\varkappa}} = \text{const} \tag{25}$$

in Rechnung setzen muß, wobei $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck bzw. bei konstantem Volumen ist. Nach der allgemeinen Zustandsgleichung für Gase

$$\frac{p}{\varrho} = \frac{\Re}{\mu} \cdot \mathfrak{T} \tag{26}$$

($\Re$ universelle Gaskonstante, μ das sich nach der Mischungsregel aus den einzelnen Komponenten ergebende Molekulargewicht, $\mathfrak{T}$ die absolute Temperatur) ist bei konstanter Temperatur die Dichte dem Druck proportional und somit muß in diesem Falle die Schallgeschwindigkeit unabhängig vom Druck sein, falls keine allzu großen Abweichungen von dem Verhalten eines idealen Gases vorliegen, d. h.

$$v = \sqrt{\varkappa \cdot \frac{\Re}{\mu} \cdot \mathfrak{T}} = \sqrt{\varkappa \cdot \frac{p}{\varrho}}. \tag{27}$$

Für trockene Luft ist $\varkappa = 1{,}405$ und bei 0^0 der Druck $p = 1013300 \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$ und die Dichte $\varrho = 0{,}001293$, mithin

$$v_0 = 331{,}8 \text{ m/sec}$$

Die Messungen in freier Luft ergeben z. B. bei v. ANGERER und LADENBURG[1]) nur 330,8 m/sec, während nach KOLZER[2]) und A. MAC. ADIE[3]) die Schallgeschwindigkeit bei $v_0 = 332$ m/sec liegen dürfte. Die zu kleinen Werte bei den immerhin recht sorgfältigen Messungen in der freien Atmosphäre erklären sich aus der Vernachlässigung des vertikalen

---

1) E. v. ANGERER und R. LADENBURG, Experimentelle Beiträge zur Ausbreitung des Schalles in der freien Atmosphäre. Ann. d. Phys. **66**, 293. 1921.

2) J. KOLZER, Beitrag zur Schallausbreitung in der Atmosphäre. ZS. f. Geophys. S. 250—257, 1928.

3) A. MAC ADIE, Velocity of sound in free air and type of air structure. Phys. Rev. (2) **21**. 1923. S. 377.

Temperaturgradienten. Der Schall ist nicht am Boden gelaufen, sondern bereits in etwas hoheren Schichten, so daß trotz der großeren Schallgeschwindigkeit im Scheitel die Bahn langer als der direkte Weg an der Erdoberflache selbst ist.

Trifft die Voraussetzung der sehr kleinen Schallamplituden nicht mehr zu, dann verliert die Formel (24) ihre Gultigkeit Bei Explosionen in der Nahe des Herdes treten dann sogenannte „Stoßwellen" auf, deren Geschwindigkeit je nach der Ladung bis einige tausend Meter in der Sekunde betragen kann. Diese Erscheinung nimmt aber mit der Herdentfernung sehr schnell ab Die Theorie fur solche Wellen mit Uberschallgeschwindigkeit ist von RIEMANN[1]) entwickelt worden Experimentell sind solche Druck- und Saugwellen von W. WOLFF[2]) und RITTER[3]) untersucht. Fur die Untersuchung der Schallausbreitung in einigen Kilometern vom Herd spielen diese Uberschallgeschwindigkeiten bereits keine Rolle mehr. Fig 11a[2]) zeigt deutlich die rasche Abnahme dieses Effektes mit der Entfernung

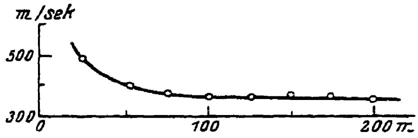


Fig 11a. Uberschallgeschwindigkeit in Herdnahe bei 1500 kg Sprengstoff.

Die Schallgeschwindigkeit v ist nach (27) proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur, naherungsweise wird $v = 20\sqrt{\mathfrak{T}}$ m/sec Bezeichnet man noch mit $\frac{e}{p}$ das Verhaltnis des Wasserdampfdruckes zum Luftdruck, so hat man streng

$$v_{\mathfrak{T}} = v_0 \sqrt{\frac{\mathfrak{T}}{1 - \frac{3}{8} \cdot \frac{e}{p}}}. \tag{28}$$

Fur trockene Luft ergeben sich bei 760 mm Hg Barometerstand folgende Werte.

Temperatur C°:	− 50	− 20	− 10	0	10	20	40
Schallgeschwindigkeit m/sec.	301	319	326	332	338	344	355.

[1]) B. RIEMANN, Abh. d. K. Ges d. Wiss Gottingen 1860. Riemanns gesammelte math. Werke S. 145ff Leipzig 1876

[2]) W. WOLFF, Uber die bei Explosionen in der Luft eingeleiteten Vorgange. Ann. d Phys. N. F. **69** 329–371. 1899.

[3]) RITTER, Sprengungen fur Forschungszwecke. Erste Mitteilung uber die Schallwellen der Sprengung in Jüterbog am 3. Mai 1923. Beitrag zur Physik der freien Atmosphare 1925, Bd. 12.

Die Temperatur unserer Atmosphäre ist uns bis ungefähr 30 km bekannt. In der bis 1—12 km reichenden Turbulenzzone, die Troposphäre genannt wird, herrscht eine Temperaturabnahme mit zunehmender Höhe, da die aufsteigenden Luftströme, deren Bewegung durch die ungleichmäßige Erwärmung unserer Erdoberfläche von der Sonne verursacht wird, sich adiabatisch abkühlen. Der mittlere Temperaturverlauf mit der Höhe für Europa und Nordamerika gibt Fig. 12[1]) wieder. Die Temperatur nimmt bis zur Grenze der Troposphäre annähernd linear mit einem Gradienten von 5,6°/km ab und bleibt dann, wie Messungen von Registrierballons ergeben haben, in den folgenden Schichten der Stratosphäre konstant (ca. —55°C). Alle weiteren Angaben über die Tem-

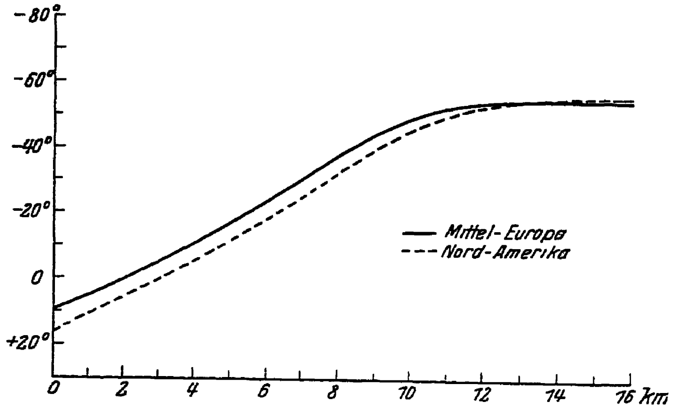


Fig. 12 Mittlerer Höhentemperaturverlauf für Mitteleuropa und Nordamerika

peratur in den höheren Schichten über 30 km hinaus beruhen auf indirekten Methoden. Für den Verlauf der Schallstrahlen ergibt sich gemäß den Betrachtungen unter § 3a ein konvexer Verlauf zur Erdoberfläche, die Erhöhung der Schallgeschwindigkeit, die ein Umbiegen der Schallstrahlen zur Folge hat, könnte dann in einer höheren Temperatur erst über 30 km zu suchen sein. Auf die Gründe, die dafür sprechen, wird später eingegangen werden.

Nach Formel (27) hängt die Schallgeschwindigkeit auch von der Gasart ab. Für die Zusammensetzung unserer Atmosphäre kommen im wesentlichen die Bestandteile in Betracht, die bereits in der Troposphäre vorkommen. Außer den bekannten Stoffen: Stickstoff und Sauerstoff lassen sich noch in kleinen Mengen H_2, A, He und Spuren der übrigen Edelgase nachweisen. Da bis zu ungefähr 60 km Höhe die Atmosphäre sich außer sehr kleinen Mengen von He aus nur zweiatomigen

[1]) Nach HANN-SUERING, Lehrbuch der Meteorologie. Leipzig 1926.

Gasen zusammensetzt, kann man fur $\varkappa$ den Wert 1,40 setzen, im Gegensatz dazu ist $\varkappa$ fur einatomige Gase $\sim \frac{5}{3}$. Gewöhnlich nimmt man in der Stratosphare Diffusionsgleichgewicht an. Fur die Druckabnahme eines vollkommenen Gases gilt dann

$$p_h = p_0 e^{-\frac{h \cdot \mathfrak{T}_0}{H \cdot \mathfrak{T}_m}} \tag{29}$$

wobei $\mathfrak{T}_m$ eine gewahlte Mitteltemperatur und H die sogenannte Hohe der homogenen Atmosphare ist Diese ist dem Molekulargewicht des betrachteten Gases umgekehrt proportional. VON DEM BORNE[1]) nimmt als Normalgas fur die Hohe H den zweiatomigen Wasserstoff an. Ein Gas mit dem Molekulargewicht μ_x hat den Partialdruck

$$p_{x,y} = p_{x,0} e^{-\frac{h \cdot \mu_x \cdot \mathfrak{T}_0}{2 H_{H_2} \cdot \mathfrak{T}_m}}$$

Nach dem Daltonschen Gesetz wird das mittlere Molekulargewicht

$$[\mu] = \frac{\sum \mu_x \cdot p_{x,0} e^{-\frac{h \cdot \mu_x \cdot \mathfrak{T}_0}{2 H_{H_2} \cdot \mathfrak{T}_m}}}{\sum p_{x,0} e^{-\frac{h \cdot \mu_x \cdot \mathfrak{T}_0}{2 H_{H_2} \cdot \mathfrak{T}_m}}} \tag{30}$$

wobei μ_x und $p_{x,0}$ die Molekulargewichte bzw. den Partialdruck der einzelnen Gase an der Erdoberflache darstellen. Der Partialdruck eines Gases nimmt nach der Hohe um so schneller ab, je großer sein Molekulargewicht ist Nach A WEGENER, C STORMER und CHAPMANN-MILNE wird in den Schichten bis 60 km trotz etwas abweichender Ergebnisse der Gasgehalt durch N und O gegeben, von leichteren Gasen ist bei dieser Hohe selbst vom Wasserstoff kein hoherer Prozentgehalt als 10 % anzunehmen. Trotz der Unsicherheit, die den bisherigen Annahmen uber die Zusammensetzung unserer Hochatmosphare anhaften, kann man doch sagen, daß durch die Große μ bis zu Hohen von ca. 60 km keine wesentliche Zunahme der Schallgeschwindigkeit zu erwarten sein durfte.

§ 5. Systematische Untersuchungen mit künstlichen Sprengungen.

Trotzdem man aus den Horbeobachtungen bei gelegentlichen Explosionen einen guten qualitativen Überblick über die Schallausbreitung bekommen hatte und aus der Zone der anormalen Hörbarkeit sich auch ungefähre Höhenberechnungen des Schallstrahles ausführen ließen, so

---

[1]) VON DEM BORNE, Uber die Schallverbreitung bei Explosionskatastrophen. Phys. ZS. 11. 483. 1910.

genügte dieses Material keineswegs für eine restlose theoretische Auswertung. Dem Göttinger Geophysiker E. WIECHERT gebührt das Verdienst mit der Unterstützung der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft eine Sprengkommission begründet zu haben, die systematische Untersuchungen bei künstlichen Sprengungen in der Hauptsache über die Ausbreitung der Schallwellen als ausgesprochene Gemeinschaftsarbeit verschiedener Institute vornimmt. Seit Mai 1923 sind bisher an 71 Tagen 346 Explosionen veranstaltet worden. Aus den allgemeinen Betrachtungen in § 3a hatte sich (für eine ruhende Atmosphäre) das wichtige Resultat ergeben, daß man aus einer Laufzeitkurve für den Schall, seine Bahn und die in den einzelnen durchlaufenen Schichten vorhandenen Schallgeschwindigkeiten einwandfrei berechnen kann, falls in der Troposphäre die meteorologischen Daten. Temperatur und Wind hinreichend bekannt sind. Außer Hörbeobachtungen, die über die Größe und Erstreckung der jedesmaligen Hörbarkeitszone orientieren sollten, wurde der Hauptwert auf die Registrierungen der Schallwellen mit entsprechenden Spezialapparaten in verschiedenen Entfernungen vom Sprengherd gelegt. Um den Schalldurchgang am Beobachtungsort genau zu verfolgen, genügt es, die zeitliche Druckänderung $\Delta p(t)$ aufzunehmen. Außerdem wird noch verlangt, daß die Ankunftszeiten der einzelnen Schalleinsätze zusammen mit der Zeit der Explosion bequem die Laufzeit ermitteln lassen.

a) Die Luftschallseismometer- oder Schallregistrierapparate[1]).

Die Aufzeichnungen des Empfängers sollen möglichst wahrheitsgetreu den Druckverlauf wiedergeben. Die verschiedenen Empfängertypen, die sich nach und nach herausgebildet haben, lassen sich in ihren Grundformen einheitlich auf eine Kolbenmembran zurückführen. Ehe daher die einzelnen Apparate näher beschrieben werden, soll kurz die Bewegungsgleichung einer Kolbenmembran unter dem Einfluß eines mit der Zeit variablen Druckes gegeben werden. Die prinzipielle Anordnung einer Kolbenmembran stellt sich folgendermaßen (Fig. 13) dar[2]): In einer unendlichen Ebene E befindet sich ein kreisförmiges Loch. In diese Öffnung ist eine Scheibe vom Durchmesser 2 r so eingepaßt, daß sie unter dem Einfluß der Schallwellen p(t) sich normal zu der Be-

---

[1]) O. MEISSER, I. Die theoretischen Grundlagen der Schallregistrierapparate z. Z. nur als Manuskript gedruckt. Reichsanstalt für Erdbebenforschung 1929.

[2]) Lord RAYLEIGH, Die Theorie des Schalles; Deutsch von NEESEN, Braunschweig 1879, II S. 193—204, H. RIEGGER, Veröffl. a. d. Siemens-Konzern 3, 67. 1924.

grenzungsebene E bewegen kann. Die Scheibe besitzt eine Direktionskraft τ, um sie wieder in ihre Ruhelage zuruckzufuhren

Unter der Voraussetzung, daß die Wellenlange λ des ankommenden Schalles groß gegen die Dimension der Scheibe ist, lautet die Bewegungsgleichung fur die Verschiebung x der Kolbenmembran (die x-Richtung [s Fig. 13] fallt mit der Normale der Ebene E zusammen)

$$M\frac{d^2x}{dt^2} + w\frac{dx}{dt} + \tau \cdot x = 2pr^2\pi. \tag{31}$$

Die Masse M setzt sich einmal aus der Eigenmasse m und der infolge der Bewegung mitschwingenden Luftmasse m_L zusammen. τ ist die Direktionskraft der Kolbenmembran, die man sich hier der Einfachheit halber als elastische Feder vorstellen mag Der Druck der auffallenden Wellen, der an der Flache $r^2\pi$ angreift, sei p, die gesamte erregende

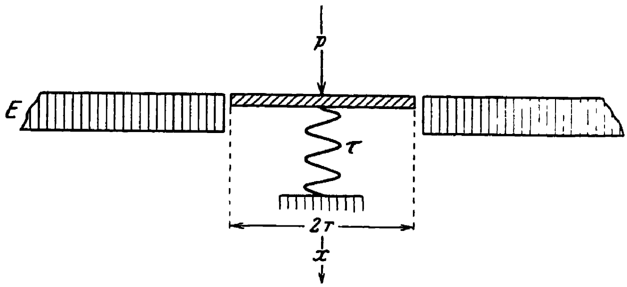


Fig. 13. Schematische Darstellung einer Kolbenmembran.

Kraft des Systems ist dann $2pr^2\pi$, da die Flache starr ist, muß man wegen der Wirkung der reflektierten Welle den Faktor 2 wahlen. Die Dampfung des Systems setzt sich auch aus zwei einzelnen Teilen zusammen: dem Reibungswiderstand w_v und dem Strahlungswiderstand w_s, der von dem umgebenden Medium, hier Luft, abhangt. Unser Ziel ist nicht, die einzelnen Koeffizienten in der Schwingungsgleichung (31) restlos vorauszuberechnen, sondern es soll nur gezeigt werden, wieweit diese Faktoren konstante Werte für verschiedene Wellenlangen annehmen. Nach den Untersuchungen von RAYLEIGH[1]) wird

$$m_L = \frac{8}{3}\varrho r \cdot g(y) \tag{32}$$

$$w_S = v \cdot \varrho \cdot r^2 h(y) \tag{33}$$

wo ϱ die Dichte der Luft, v die Schallgeschwindigkeit in Luft, $y = \frac{4\pi r}{v} \cdot n$

---

[1]) Siehe Fußnote 2, Seite 228.

und n die Frequenz des ankommenden Schalles bezeichnet. Die Funktionen g (y) und h (y) sind nach RIEGGER in Fig. 14 gegeben. Bei den Schallschwingungen, die fur unsere Untersuchungen in Frage kommen, schwankt y fur einen Membranradius von 2 cm und einen Frequenzbereich von n = 5 bis n = 200 Hertz zwischen y = 0,004 und y = 0,16. Da also stets y ≪ 1 ist, kann man fur die beiden Funktionen g (y) und h (y) eine Naherungsformel benutzen. Es wird fur kleine Argumente y

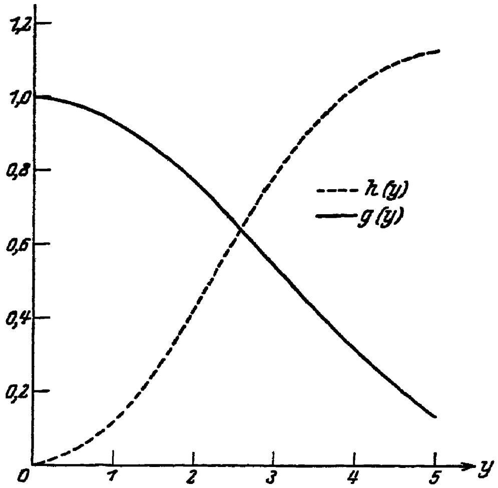


Fig. 14. Funktionenverlauf für h(y) und g(y) nach RIEGGER.

(34) $g(y) \sim 1$

(35) $h(y) \sim 2\pi \frac{r^2}{v^2} \cdot n^2$

Formel (34) besagt, daß die Gesamtmasse M der Kolbenmembran fur die vorkommenden Schallfrequenzen bei kunstlichen Detonationen in größerer Entfernung als unabhangig von der Frequenz anzunehmen ist Da nun die Direktionskraft τ ebenfalls eine Konstante ist, die nicht von der Frequenz der Schallwellen abhangt, findet man das sehr wichtige Ergebnis: In dem Tonbereich unserer Schallschwingungen ist auch die Eigenschwingung des Kolbenmembransystems eine Konstante.

Etwas anders liegen die Verhaltnisse fur die Dämpfung. Gemaß (35) hangt die Strahlungsdampfung w_s in erster Naherung von dem Quadrat der Frequenz n ab. Bei den gebrauchlichen Konstruktionen jedoch uberwiegt in

(36) $$w = w_v + w_s = w_v \left(1 + \frac{w_s}{w_v}\right).$$

die Größe w_v derartig uber w_s, daß die Dampfung sich uber einen gewissen Grundbetrag w_v je nach der Frequenz nur wenig ändern kann. Die eingehende Diskussion von Gleichung (31) zeigt dann noch, daß eine Änderung der Dämpfung selbst in weiteren Grenzen nur in untergeordneter Weise sich bemerkbar macht.

Das Ergebnis vorstehender Betrachtungen laßt sich dahin zusammenfassen: Die Bewegung einer Kolbenmembran wird durch eine gewohnliche lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung dargestellt. Die

Koeffizienten sind für die vorkommenden Schallschwingungen als Konstante anzusehen. Die weitere Aufgabe ist es nun, die einzelnen Schallapparatetypen auf die Kolbenmembran zurückzuführen und die entsprechenden Koeffizienten von Gleichung (31) zu bestimmen Um die Betrachtungen zu vereinheitlichen wird die statische Empfindlichkeit und die Schwingungsdauer für jedes Instrument angegeben, diese beiden Daten gestatten dann in Verbindung mit der jeweiligen Dämpfung den wahren Druckverlauf aus den Registrierungen zu finden.

Für eine Kolbenmembran beträgt die statische Empfindlichkeit

$$(37) \qquad x = V \cdot \frac{r^2 \pi}{\tau} \Delta p = \frac{\text{Fläche}}{\text{Direktionskraft}} \cdot \text{Druckänderung}$$

Die Eigenschwingung T ist

$$(38) \qquad T = 2\pi \sqrt{\frac{M}{\tau}}$$

Gerade auf die Darstellung der Eigenschwingung wird besonderer Wert gelegt, weil die Konstruktion eines Instrumentes außer durch eine vorgegebene Empfindlichkeit grundlegend durch eine feste Eigenschwingung bedingt ist.

Die Schallapparate, mit denen man es bei den bisher ausgeführten Konstruktionen im wesentlichen zu tun hat, kann man in zwei Gruppen einteilen Bei der einen Gruppe besteht die Empfangsfläche aus einer starren nicht biegsamen Fläche und der Sitz der elastischen Kraft ist getrennt davon angeordnet Im Gegensatz dazu ist bei den übrigen Apparatearten Masse und elastische Kraft gleichmäßig über die Empfangsfläche verteilt Zur ersten Gruppe gehören der Kolbenapparat und der Kuhlsche Undograph, während in die zweite Gruppe alle Membranapparate zu zählen sind.

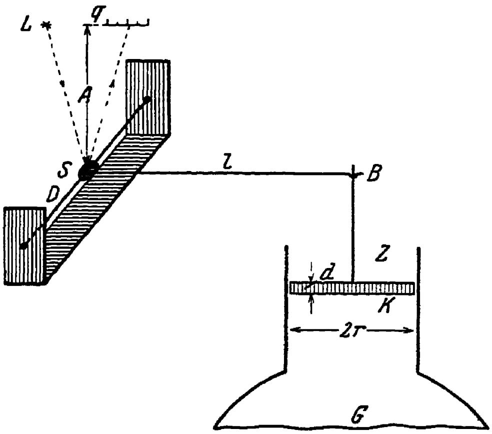


Fig. 14a. Schematisches Bild eines Kolbenapparates.

Der **Kolbenapparat** (Fig. 14a) kommt in der hier beschriebenen Form der theoretischen Definition einer Kolbenmembran am nächsten In einem Zylinder Z, der mit einem großen Vorratsgefäß G verbunden ist, schwingt frei ein gut eingepaßter Kolben K vom Durchmesser 2 r. An seiner Achse greift in B ein Hebelarm von der Länge l

an, der einen Draht D tordiert. Die Bewegungen des Kolbens werden über den Spiegel S, der an dem Torsionsdraht D befestigt ist, mit einem Lichtzeiger (Lampe L) auf der Skala q in der Entfernung A beobachtet. Bezeichnet man die Druckschwankung $p - p_0$ mit Δp (auf die Flächeneinheit bezogen), so erhält man auf der Skala folgenden Ausschlag

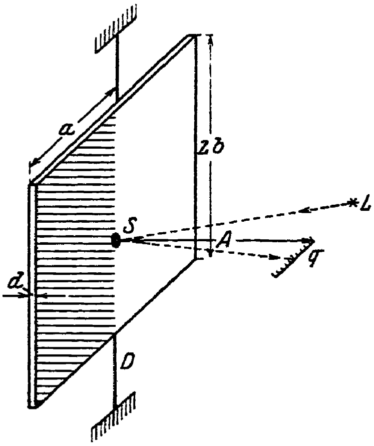


Fig. 15. Schematisches Bild eines Flügelapparates.

(39) $$q - q_0 = 2A \cdot \frac{2r^2\pi \cdot \Delta p \cdot l}{\tau}.$$

Die Schwingungsdauer T des gesamten Systems wird unter Vernachlässigung der Spiegel- (S) und der Hebelmassen zu

(40) $$T = 2\pi \sqrt{\frac{l^2 \cdot m_k}{\tau}}$$

gefunden, wobei m_k die Masse des Kolbens bedeutet. Führt man näherungsweise noch die Masse des Kolbens K zu $r^2\pi \cdot d \cdot \sigma$ ein, wobei σ das spez. Gewicht und d die Dicke des Kolbens ist, so kann man (39) schreiben zu

(40a) $$q - q_0 = \frac{A}{2\pi^2} \Delta p \cdot \frac{T^2}{l\sigma d} = V_K \cdot \Delta p.$$

(Das Gestänge ist hierbei der Einfachheit halber als masselos angenommen worden.) Die Formel (40a) zeigt, daß bei einer fest vorgegebenen Schwingungsdauer eine Vergrößerung der Empfangsfläche, wie man bei flüchtigem Überlegen meinen sollte, wegen des höheren Trägheitsmomentes nicht zum Ziele führt. Das Wesentlichste ist, einen möglichst leichten Kolben (σ, d klein) zu nehmen und den Hebelarm l zu verkürzen. Praktisch ausgeführte Geräte[1]) stammen von Kühl, Robitzsch und Wiechert ($T \sim \frac{1}{5}$ sec $V \sim 500$ fach).

Um die Empfängerfläche möglichst nahe an die Drehachse des Systems zu bringen, läßt man den Hebelarm l weg und gelangt so zu dem Typ des **Flügelapparates**, den man als eine systematische Weiterentwicklung des Kolbenapparates auffassen kann und dessen typischer Vertreter der **Kühlsche Undograph** ist. Das Instrument besteht in

[1]) H. Hergesell und P. Duckert Sprengungen zu Forschungszwecken. Arb. d. Preuß. Aeronaut. Observ. Lindenberg Bd. XVI B 1927 enthält nur recht kurze Angabe über die einzelnen Instrumente.

der Kühlschen Undographenform aus einer starren rechteckigen Membran (s. Fig. 15) von der Länge 2 b, der Breite 2a und der Dicke d. Das System ist an einer Drahtachse D mit der Torsionskonstanten τ symmetrisch befestigt. Die eine Flügelhälfte ist „tot“ ausgebildet und dient nur zur Erhöhung des Bremswiderstandes. Der Ablenkungswinkel für eine auffallende Druckänderung Δ p wird ebenfalls wieder mittels eines Lichtzeigers in der Entfernung A gemessen. Analog den früheren Betrachtungen findet man

$$q - q_0 = 2\,A\,\frac{a^2\,b}{\tau}\,\Delta\,p = V_v \cdot \Delta\,p \tag{41}$$

Die Schwingungsdauer T ist

$$T = 4\,\pi\,\sqrt{\frac{a^3\,b\,d\,\sigma}{3\,\tau}\left(1 + \left(\frac{d}{2\,a}\right)^2\right)} \tag{42}$$

unter der Annahme, daß die Drahtachse ungefähr durch die senkrechte Schwereachse der Membran geht. Kombiniert man (41) und (42), so wird

$$q - q_0 = \frac{3}{8\,\pi^2}\,A\,\Delta\,p \cdot \frac{T^2}{\sigma\,a\,d\left(1 + \frac{d^2}{4\,a^2}\right)} \sim \frac{3}{8\,\pi^2}\,A\,\Delta\,p\,\frac{T^2}{a\,d\,\sigma} \tag{41a}$$

Die Formel (41a) zeigt ebenfalls, daß man zur Erzielung einer sehr großen statischen Empfindlichkeit bei einer vorgegebenen Schwingungs-

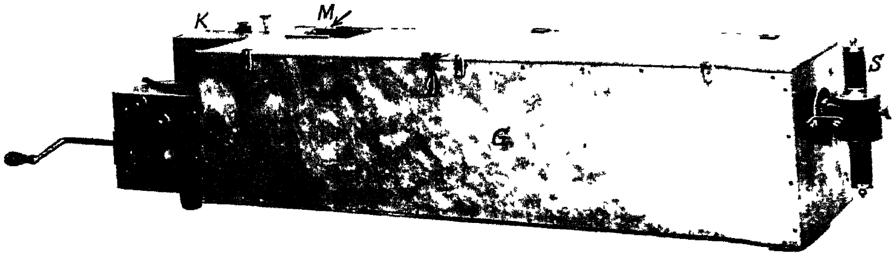


Fig. 16. Kühlscher Undograph 1 : 14.

dauer T mit den Dimensionen des Apparates recht weit heruntergehen muß. Die Konstruktion gestaltet sich noch etwas günstiger, wenn man die „tote“ Flügelhälfte entfernt, man erhält dann

$$q - q_0 = \frac{3}{2\,\pi^2}\,A\,\Delta\,p\;\frac{T^2}{a \cdot d \cdot \sigma}. \tag{41b}$$

Eine Verbreiterung des Flügels in seiner Querdimension (a) ist nicht günstig, weil die Zunahme des Tragheitsmomentes den Vorteil einer

größeren Auffangfläche bei konstanter Schwingungsdauer sofort wieder kompensiert. Fig. 16 zeigt einen Kuhlschen Undographen aus Aluminium, wie er von KÜHL-Potsdam als transportables Feldmeßgerat mit photographischer Registrierung entwickelt worden ist Das System, bei dem auch die zweite Flugelhälfte von ruckwarts als Empfangsflache mit benutzt werden soll, befindet sich bei S Das Luftvolumen G ist gleichzeitig als photographische Registrierkammer ausgebildet.

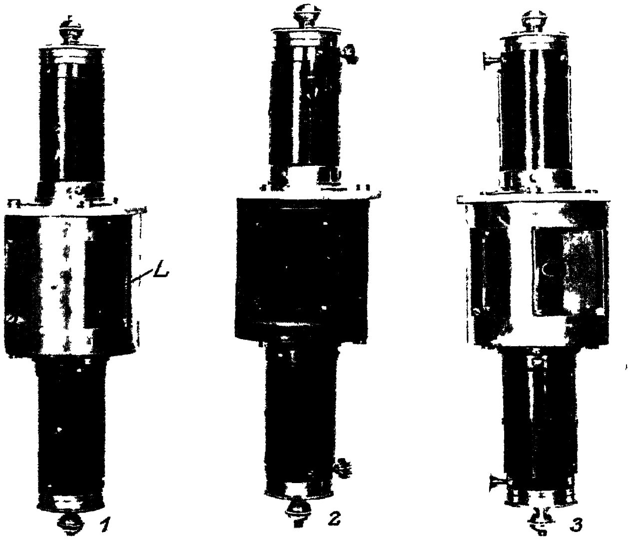


Fig 16a. Empfangssysteme des Kuhlschen Undographen. 1 und 3 geschlossener Einsatz, L Auffangflache für den Schall, S Rückseite mit Spiegel. 2 Einsatz ohne Schutzzylinder, F Glimmerflugel. 1 : 2,5.

Die Fig. 16a zeigt das System selbst Seine freie Eigenschwingung beträgt ca. $\frac{1}{15}$ sec, die Dampfung laßt sich durch Luftpolster, die die Eigenfrequenz nur wenig erhohen, bequem auf ein Amplitudenabnahmeverhaltnis von 1 : 20 bringen. Im Innern des Kastens G (Fig 16) befindet sich eine Einfadenlampe, deren Faden uber den Systemspiegel und verschiedene Linsen punktförmig auf das photographische Papier in der Kassette abgebildet wird In dem Lichtweg befindet sich eine unter 45° geneigte planparallele Glasplatte, die erlaubt, den Lichtzeiger auf einer rötlichen Mattscheibe M im Deckel auch während des Registrierens zu beobachten. Fig. 17 zeigt das Innere der Filmkassette; das photographische Papier P (Breite 6 cm) wird durch ein Federwerk U (Fig. 16) mit einer Geschwindigkeit von 10 bis 20 mm/sec am Spalt Sp vorbeigeführt. Die Zeitmarken können uber

einen Spiegel, der von einem Magnet betatigt wird oder durch das Aufleuchten einer kleinen Lampe als leicht geschwarzte Streifen mit auf den Film gebracht werden. Eine Benutzung von drahtlosen Lichtrelais wird auf S. 238 beschrieben. Das Kuhlsche Gerat zeichnet sich in dieser Form durch seine bequeme Handhabung aus, alle benotigten Teile sind fest und lichtdicht zusammengebaut. Weitaus die meisten Registrierungen bei den Schallversuchen sind mit solchen Apparaten vorgenommen worden

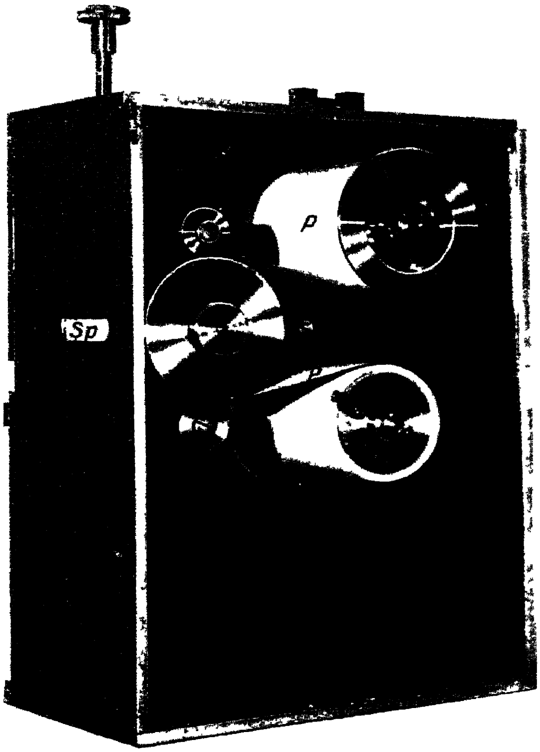


Fig. 17. Filmkassette zum Kuhlschen Undographen 1 : 3

Von den bisherigen Typen weichen die **Membranapparate** durch ihre gute Dichtung des Luftgefaßes und ihre verteilte Elastizitat wesentlich ab. Sie bestehen aus einer Membran (Durchmesser 2 r, Dicke d, Elastizitatsmodul E, Querdehnungszahl μ, Dichte σ (s Fig 18), die den Abschluß eines großeren Vorratsgefaßes gegen die Außenluft bildet. In der Mitte greift ein Hebel l (H) an Die Durchbiegung x wird uber einen Spiegel S auf der Drehachse D in der Entfernung A durch einen Lichtzeiger und die Skala q gemessen. Der Ausschlag fur eine Druckanderung ist, wenn man die Empfangsfläche physikalisch als Platte betrachtet

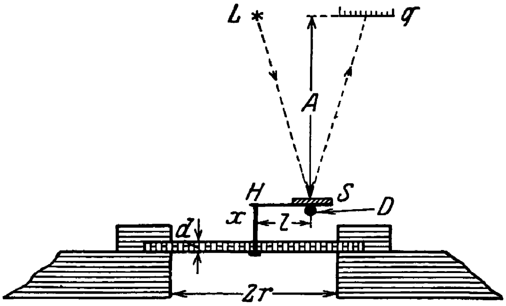


Fig. 18. Schematisches Bild eines Membranapparates.

$$(43)\qquad q - q_0 = \frac{2A}{l}\,\Delta p\,\frac{6\,(1-\mu^2)}{16\,E}\cdot\frac{r^4}{d^3} = 0{,}38\,r^2\cdot V\cdot\frac{\Delta p}{\tau}\,.$$

Die zugehorige Eigenschwingung (Grundton) einer solchen eingespannten Platte wird

$$T = 0{,}74_4 \cdot \pi \frac{r^2}{d} \sqrt{\frac{\sigma\,(1 - \mu^2)}{E}} \tag{44}$$

Aus (43) und (44) ergibt sich

$$q - q_0 = \frac{6\,A}{4{,}4_2\,\pi^2\,l} \cdot \varDelta\,p \cdot \frac{T^2}{\sigma\;d} = V_M \cdot \varDelta\,p\,. \tag{43a}$$

Für die Konstruktion bleibt hier, abgesehen von l, nur ein Element

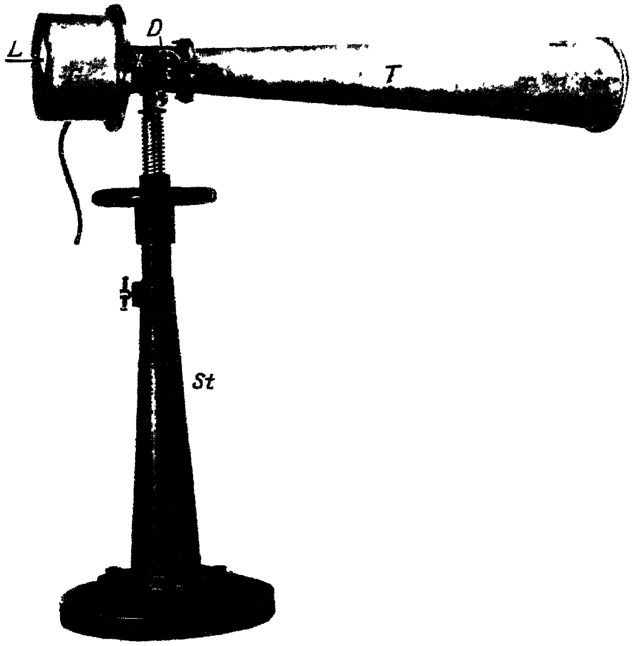


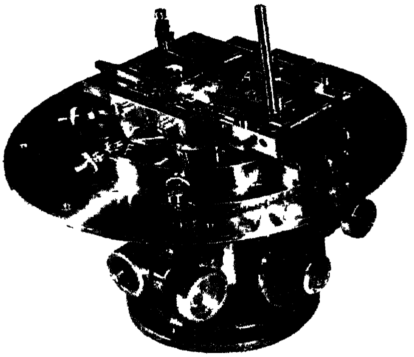
Fig. 19. Wiechertscher Membranapparat. 1 · 10.

übrig. Wenn das Membranmaterial (σ) vorgegeben ist, kann man nur noch uber die Dicke d oder den Radius r frei verfugen Die großte Empfindlichkeit laßt sich bei festem T ebenfalls wieder nur mit moglichst kleinen Dimensionen erreichen. Fur Schalluntersuchungen wurden entsprechende Apparate[1]) von Ritter, Angenheister[2]) und Wiechert gebaut.

[1]) Siehe Lit. auf S. 232 d. A.

[2]) G. Angenheister Schallbeobachtungen in Gottingen 24. Juli 1924. ZS f. Geophys 1 20—21 1924/25 eine Arbeit mit absoluten Druckangaben fur die anormalen Schallwellen!

RITTER benutzte als Membran die Fensterscheibe eines geschlossenen Beobachtungszimmers. Die Bewegung wurde uber einen Hebelmechanismus mit einem Spiegel auf einen Lichtschreiber aufgezeichnet ANGENHEISTER ersetzte die Glasscheibe durch eine kleinere Zinkplatte. die auch eine Glyzerindampfung erhielt WIECHERT konstruierte einen Membranapparat mit Rußregistrierung. Auf einem Gefaß von 500 l befindet sich eine Aluminiumfolie ($d = 0{,}1$ mm, $2\,r = 445$ mm). die Vergroßerung der Rußschreibfedern betragt 200 Einem Ausschlag von 1 mm entspricht eine Belastung von 2 mg/cm² Fur Gelande-



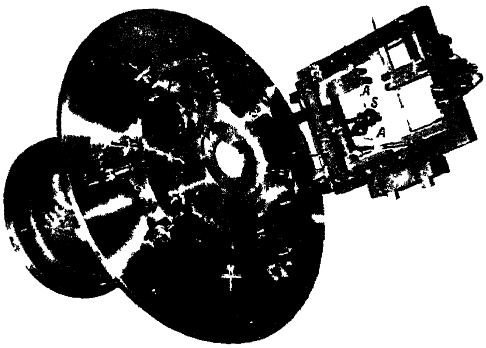


Fig 20a. Fig 20b

Fig 20. Membran und Hebelsystem vom Wiechertschen Membranapparat 1 4

messungen baute WIECHERT einen Membranapparat mit photographischer Registrierung Fig. 19 gibt dieses Instrument auf einem in der Hohe verstellbaren Stativ St wieder Die Druckwellen fallen durch den Auffangtrichter T auf eine dunne Gummimembran, die das Rohr abschließt Auf der anderen Membranseite befindet sich das Luftgefaß G und die Hebelubersetzung. Das Licht fallt bei L durch ein Fenster auf den Spiegel. Vor der Membran ist eine bei D (s auch Fig 20a) verstellbare Platte, um die Dampfung des Instrumentes zu regulieren. In Fig. 20a, b sieht man die Membran M mit dem Hebelsystem, (A Spiegelachse aus dunnem Draht, S Spiegel Federn zum Spannen der Membran). Die Eigenschwingung ist $T \sim \frac{1}{40}$ sec, bei einem Abstand Spiegel-Skala von 1 m erhalt man fur eine Belastung von 1 mg/cm² einen Ausschlag von einigen mm. Die Instrumente sind kleiner und handlicher als der Kuhlsche Undograph, erfordern aber fur den Gebrauch einen gesonderten Registrierapparat und zur photographischen Registrierung eine Verdunklungseinrichtung.

Die Konstantenbestimmung erstreckt sich bei allen Apparaten auf die ungedämpfte Schwingungsdauer (38) und den Vergrößerungsfaktor V. Die Vergrößerung läßt sich bequem bestimmen, indem man in dem Gefäßvolumen G eine plötzliche sehr kurz dauernde Druckerhöhung oder -erniedrigung durch Volumenänderung vornimmt und die aufgezeichnete „ballistische“ Kurve wie üblich auswertet. Da die Schallwellen eine Periode von $\frac{1}{5}$ bzw. ca. $\frac{1}{200}$ sec aufweisen, müssen die Empfänger, um eine möglichst getreue Druckaufzeichnung zu gewährleisten, stark gedämpft sein, zudem empfiehlt es sich, die Eigenfrequenz > 5 Hertz zu machen[1]). Außer diesen beschriebenen Apparaten sind auch Mikrophone zur Schallaufnahme benutzt worden[2]).

b) Die technische Ausführung der Messungen.

Für die systematischen Versuche der „Sprengkommission“ standen bis jetzt ca. 30 Registrierapparate nach KUHL und WIECHERT zur Verfügung. Da die Grundlage jeder Auswertung letzten Endes Laufzeitkurven sind, wurden die Beobachtungsstationen so gewählt, daß man mindestens eine symmetrische Profillinie zum Herd hat, um so den Windeinfluß experimentell aus den Laufzeiten für symmetrisch gelegene Entfernungen eliminieren zu können Die Aufstellung der Instrumente erfolgt am besten in kleinen im Wald gelegenen Holzschuppen, weil man so den recht störenden Windeinfluß vermindern kann. Eine Beobachtung im Freien bzw im Tuchzelt auf ebenem unbewaldetem Gelände ist wenig zu empfehlen. Damit alle Registrierungen und der Sprengmoment auf dieselbe Zeit bezogen und eine relative Zeitgenauigkeit von $\frac{1}{10}-\frac{1}{20}$ sec bei der Papiergeschwindigkeit von 10—20 mm pro sec erreicht werden kann, werden mit einem drahtlosen Sender[3]) ($\lambda = 1100$ m) jede zweite Sekunde Zeitmarken gesandt, die man mit Resonanzrelais und einer weiteren Lampe gleich neben die Schallkurven schreiben läßt. Die optischen Relais[4]), Vibrationsgalvanometer in Prinzip (s. Fig. 21),

---

[1]) Eingehendere theoretische Angaben bei O. MEISSER. Siehe S. 228 d A

[2]) v. ANGERER und LADENBURG S 224[1]) d. A.

[3]) Vgl. O. MEISSER Die Schallausbreitung in der Atmosphäre bei künstlichen Sprengungen. Phys. ZS. **30**, 170—175. 1929.

[4]) Die Bilder stellen Konstruktionen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, nach MEISSER-MARTIN dar. Ähnliche Ausführungen siehe KOHLER, Feldapparatur zur Registrierung von Zeitzeichen. ZS. f. Geophys. **4**, 225—226. 1928; desgl. B. BROCKAMP, Registrierungen von radio-gegebenen Zeichen. ZS f. Geophys. **4**, 404—405. 1928.

bestehen aus einem Telephonmagnet M (bezw. einem Lautsprechersystem L), einer Blattfeder F von ca. 500 bis 1000 Hertz Eigenfrequenz und einem Spiegel S, der sich um die Drahtachse D dreht und

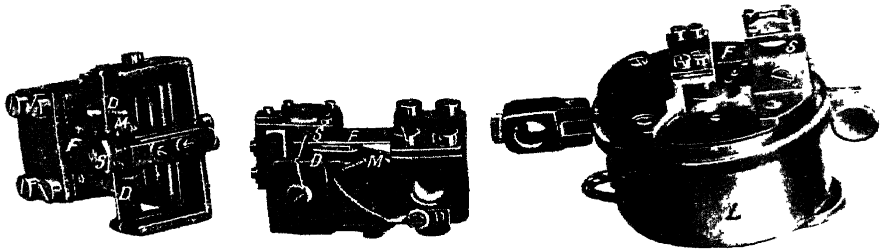


Fig. 21. Resonanzrelais. 1 : 3.

der die Bewegung der Feder F noch mit einer Hebelübersetzung vergrößert optisch aufzeichnet. Schließt man die Telephonspule an einen drahtlosen Empfänger an und gibt dem Überlagerungston der drahtlosen Zeitmarken die Frequenz der Blattfedereigenschwingung, so verbreitert sich das Spiegelbild der Beleuchtungslampe im Rhythmus der Signale (Fig. 22a). Richtet man das empfangene Zeichen gleich, so erhält man die üblichen Ablenkungen (Fig. 22b); in Fig. 22 sind beide Arten der drahtlosen Zeitmarkenregistrierung schematisch wiedergegeben. Der Vorteil dieser relativ einfachen und billigen Anordnung besteht darin, mit schwächeren Sendern (1 kw) auch in größeren Entfernungen noch (ca. 400 km) unmittelbar dieselben Zeitmarken auf alle Beobachtungsfilme ohne wesentliche Fehler zu bekommen.

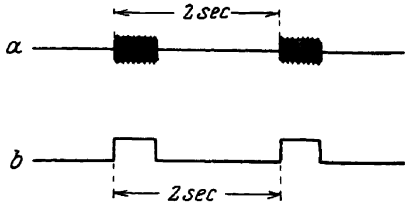


Fig. 22. Schematische Darstellung von Zeitmarkenregistrierungen mit einem Resonanzrelais.

Daneben kann man an einzelnen Punkten des Schallfeldes auch direkt den Einfallswinkel e und somit nach (5) auch die Scheitelgeschwindigkeit messen. Ein Vorschlag von ANGENHEISTER[1]) geht dahin, e aus den Schallankunftszeiten (t_1, t_2) in zwei verschiedenen Höhen (h_1, h_2) zu messen. Unter der Voraussetzung einer ebenen Wellenfläche wird e

$$e = \arcsin \frac{t_2 - t_1}{h_2 - h_1} \cdot v \tag{45}$$

---

[1]) G. ANGENHEISTER, Meteorol. ZS. Heft 12, 1—4, 1926.

Man braucht nur zwei Instrumente, die z B in einem Turm unten und oben aufgestellt werden. Um den Einfallswinkel e im Gelande uberall messen zu konnen berechnet MEISSER[1]) aus den relativen Eintrittzeiten des Schalles an drei Stationen, deren gegenseitiger Abstand klein gegen die Herdentfernung ist, die Richtung der Wellennormale, falls die Wellenflache eine Ebene ist Gegeben sind von den drei Stationen

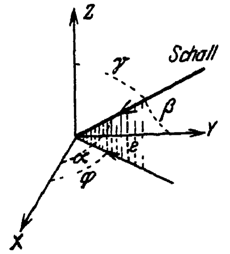


Fig 23. Einfallende ebene Schallwelle

Station	Koordinaten			Ankunftszeit	
P_0	0	0	0	t_0	
P_1	x_1	0	z_1	t_1	$(t_1 - t_0)\,v = \Delta_1$
P_2	x_2	y_2	z_2	t_2	$(t_2 - t_0)\,v = \Delta_2$

wobei z_1 die Hohendifferenzen gegen die Station P_0 sind. Die Richtungswinkel α, β, γ (s. Fig. 23) der Wellennormale (hier = Schallstrahl) werden

$$\sin e^{2)} = \cos\gamma = \frac{\frac{\Delta_1}{x_1}\,\frac{z_1}{x_1} + \left(\frac{z_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2}\cdot\frac{z_1}{x_1}\right)\left(\frac{\Delta_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2}\,\frac{\Delta_1}{x_1}\right)}{1 + \left(\frac{z_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{z_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2}\cdot\frac{z_2}{y_2}\right)}$$

(46)

$$-\sqrt{\frac{\left[\frac{\Delta_1}{x_1}\cdot\frac{z_1}{x_1} - \left(\frac{{}_2z}{y_2} - \frac{x_2}{y_2}\,\frac{z_1}{x_1}\right)\left(\frac{\Delta_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2}\cdot\frac{\Delta_1}{x_1}\right)\right]^2 + \left[1 - \left(\frac{\Delta_1}{x_1}\right)^2 - \left(\frac{\Delta_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2}\cdot\frac{\Delta_1}{x_1}\right)^2\right]\left[1 + \left(\frac{z_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{z_2}{y_2} - \frac{z_1}{x_1}\,\frac{x_2}{y_2}\right.\right.}{\left[1 - \left(\frac{z_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{z_2}{x_2} - \frac{x_2}{y_2}\cdot\frac{z_1}{x_1}\right)^2\right]^2}}$$

$$\text{(47)} \qquad \cos\alpha = \frac{\Delta_1}{x_1} - \frac{z_1}{x_1}\ \cos\gamma$$

$$\text{(48)} \qquad \cos\beta = \frac{\Delta_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2}\ \frac{\Delta_1}{x_1} - \left[\frac{z_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2}\cdot\frac{z_1}{x_1}\right]\ \cos\gamma\,.$$

Das Azimut φ erhalt man aus

$$\text{(49)} \qquad \operatorname{tg}\varphi = \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} = \frac{\frac{\Delta_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2}\cdot\frac{\Delta_1}{x_1} - \left[\frac{z_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2}\cdot\frac{z_1}{x_1}\right]\cdot\cos\gamma}{\frac{\Delta_1}{x_1} - \frac{z_1}{y_1}\cdot\cos\gamma}$$

Die Formeln (46—48) sind bedeutend einfacher, wenn man die durch die Stationen P_0, P_1, P_2 gegebene Ebene zugrunde legt, so daß $z_1 = z_2 = 0$

[1]) O. MEISSER, Der Einfallswinkel des anormalen Luftschalles. ZS. f Geophysik 3, 285—292 1927.

[2]) An Spezialfallen macht man sich leicht klar, daß die Wurzel mit negativem Vorzeichen gelten muß.

werden; es ist nur zu beachten, daß man dann den so erhaltenen Einfallswinkel noch auf die Horizontalebene umrechnen muß. Fur den besonderen Fall horizontaler Lagerung findet man

$$\cos e = \sin \gamma = \sqrt{\left(\frac{\Delta_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{\Delta_1}{x_1}\right)^2} \tag{50}$$

und

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\frac{\Delta_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2}\,\frac{\Delta_1}{x_1}}{\frac{\Delta_1}{x_2}}. \tag{51}$$

Bei der Aufstellung der Apparate wird man am bequemsten den Winkel $P_1 \hat{P}_0 P_2 \sim 90^0$ wahlen, so daß x_2 moglichst klein wird. Bei den Versuchen wurde zudem $P_0 P_1$ meistens annahernd in die Schallrichtung gelegt, so daß $P_0 P_2$ nur zur Azimutkorrektion zu benutzen ist. Die Formel (51) ist vom Schallmeßverfahren her schon[1]) bekannt, um Geschutze, deren Entfernung groß zu den Dimensionen des Meßdreiecks sind, anzupeilen. Der Vorteil dieser Anordnung liegt darin, daß man bei diesen unter sich relativ nahen Stationen die Schallwellen leicht aus evtl. Windstorungen auch noch erkennen kann. Praktische Messungen mit dieser Anordnung sind von der Reichsanstalt fur Erdbebenforschung, Jena, vorgenommen worden[2]).

c) Bisherige Ergebnisse der Untersuchungen bei künstlichen Sprengungen.

α) Normaler Schall.

Das vorhandene Beobachtungsmaterial ist in den Berichten von LINDENBERG zusammengestellt[3]). Selbstandige Bearbeitungen von Teilergebnissen finden sich bei ANGENHEISTER[4]), WIECHERT[5]) und GUTENBERG[6]). Die Registrierungen zeigten das uberraschende Ergebnis,

[1]) E. v. ANGERER und R. LADENBURG, Ann. d. Phys. **66**, 293—322. 1921.

[3]) Siehe Fußnote 1 S. 240 d. A

[2]) Siehe Fußnote 2 S 212 d. A

[4]) G. ANGENHEISTER, Die Laufzeit des Schalls fur große Entfernungen. ZS. f. Geophys. **1**, 314—327. 1924/25 (Die erste Veroffl mit einer mittleren Laufzeitkurve!)

[5]) E. WIECHERT, Bemerkungen uber die anormale Schallausbreitung. Gott. Nachrichten, S. 49—69. 1925; desgl. Zweite Mitteilung Gott. Nachrichten, S. 93—103, 1926; desgl. Dritte Mitteilung Gött. Nachrichten, S 201—211, 1926.

[6]) B. GUTENBERG, Die Schallgeschwindigkeit in den untersten Schichten der Atmosphare. ZS. f. Geophys. **2**, 101—106. 1926.

daß in den meisten Fallen die normale Zone der Horbarkeit sich wesentlich weiter erstreckt als man nur mit unserem Gehor feststellen kann,

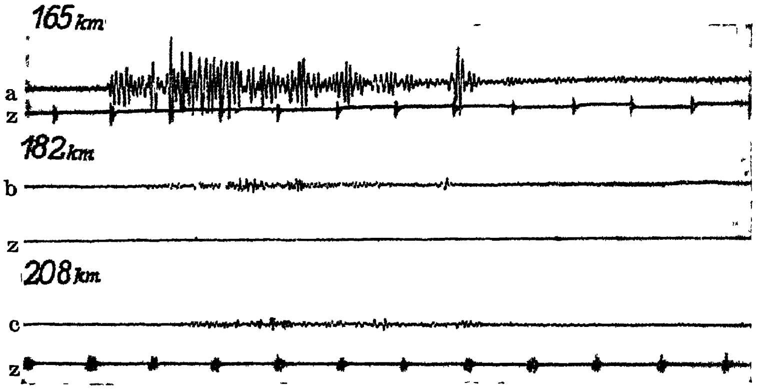


Fig 24 Schallregistrierungen a, b, c in 165, 182 und 208 km Entfernung, z drahtlose, mit Resonanzrelais aufgenommene Zeitmarken 1 : 2,5.

da neben den ublichen horbaren Schallwellen (Frequenz $\sim$ 200 Hertz) noch Wellen mit einer Periode von ca. $\frac{1}{5} - \frac{1}{7}$ sec auftreten. Der Schall ist in den Schichten der Troposphäre gelaufen. Windzunahme mit der Hohe und Inversionsschichten sind die Hauptursachen fur ein großeres Horgebiet um den Herd, wozu noch Beugung der Schallstrahlen hinzukommen kann. Angenheister konnte an dem von ihm zusammengestellten Material Schallwellen mit „normaler" Geschwindigkeit, die dem durch die Bodentemperatur und -wind gegebenem Werte v entsprach, bis zu Entfernungen von 340 km nachweisen (Hergesell und Dukkert gaben bis 580 km[1]) an). Fig. 24 zeigt die Registrierungen einer Sprengung bei Jüterbog am 19. Dezember 1928, die in Thüringen (165, 182 und 208 km Entfernung)

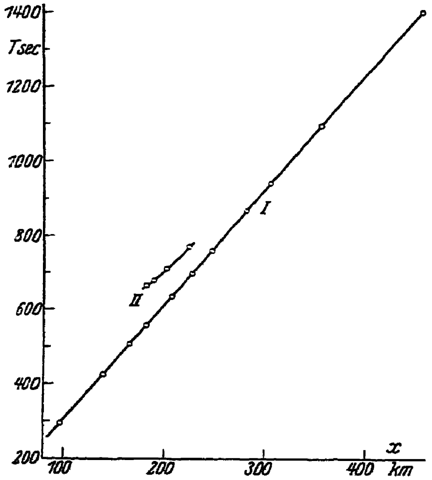


Fig. 25. Laufzeitkurve für den normalen (I) und anormalen (II) Schall.

[1]) Siehe H. Hergesell und P. Duckert, Fußnote 2 S. 212 d. A.

aufgenommen wurden. Tragt man die Zeiten fur die ersten Einsatze als Laufzeitkurve auf, so erhalt man Kurve I in Fig. 25, die zugehorigen Zahlenwerte sind

x km	T sec	x km	T sec	x km	T sec
97	295	208	637	307	940
139	427	228	698	358	1049
165	506	248	759	458	1400
182	558	283	868	—	—

Die Profilstationen lagen auf der Geraden Juterbog—Stuttgart. Die Laufzeitkurve besagt, daß die Schallwellen nur in den untersten Atmospharenschichten gelaufen sein konnen.

Das Auftreten verschiedener Einsatzgruppen (s Fig. 24) ruhrt von der Schichtung der Lufthulle an diesem Tage her. Auffallend bei allen drei Stationen[1]) ist die letzte Einsatzgruppe, die einer Uberschlagsrechnung nach eine Hohe von < 15 km erreicht hat Berechnet man aus den meteorologischen Beobachtungen (Wind, Temperatur) die Schallgeschwindigkeiten fur die verschiedenen Hohen. so erhalt man die in Fig. 26 wiedergegebene Verteilung[2]). Durch diese Schichtung werden alle Strahlen, die unter einem Winkel von 0°—4,5° den Herd verlassen, bereits in 1,5 km Hohe zur Erde zuruckgebrochen, wahrend die Strahlen mit den Emergenzwinkeln bis 9° eine Hohe von 3 km und die zwischen 9° und 10° eine solche bis 9 km erreichen.

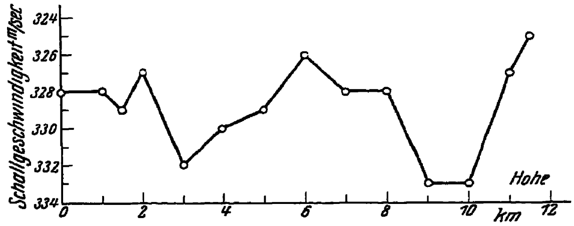


Fig 26. Wirksame Schallgeschwindigkeiten in der Troposphare am 19. XII 1928 auf dem Profil Jüterbog—Stuttgart.

Die angefuhrte Sprengung ist ein typisches Beispiel dafür, wie die meteorologischen Verhaltnisse in der Troposphäre eine recht beträchtliche Reichweite der normalen Schallwellen (bis 400—500 km) bedingen können. Im allgemeinen laßt sich der Schall mit seinen niedrigen Frequenzen (5—7 Hertz), wenn nicht gerade ungünstige Windbedingungen vorliegen, noch bequem in 100—150 km nachweisen, die

[1]) Siehe Meisser, Fußnote 3 S. 238 d. A.

[2]) P. Duckert, Das Studium der Explosionswellenausbreitung als aerologisches Hilfsmittel zur Erforschung der hoheren Atmosphärenschichten. Meteorol. ZS. **46**, 455—462. 1929.

maximalen Druckschwankungen sind in der Großenordnung von 0,01 g/cm[1]). die Frequenzen andern sich auf dem Weg vom Herd (n = 8) bis zu entfernteren Beobachtungsstationen (n = 5 . . . 7) nicht wesentlich, der Druck nimmt auf große Entfernungen schneller als umgekehrt proportional dem Abstand ab, in erster Annäherung mit 1 : (Entfernung)^2. Wie man an der großen Reichweite sieht, kommt der Hauptanteil der Energie den niederen Frequenzen zu, die Wellenlänge betragt 40—70 m.

β) Anormaler Schall.

Theoretisch weit interessanter und fur die wissenschaftliche Erforschung der Hochatmosphare wertvoller sind die Schallwellen, die bedeutend spater (ca. mehrere Minuten) am Beobachtungsort als der normale Schall, der langs der Erdoberflache bzw. nur in der Troposphare gelaufen ist, ankommen und eine dementsprechend geringere mittlere Geschwindigkeit (Herd-Beobachtungsstation) besitzen. Diese schwankt je nach der Entfernung und Witterung zwischen 240—310 m/sec. In Fig. 27 sind die Laufzeiten fur den anormalen Schall gezeichnet, wie sie erstmalig von ANGENHEISTER[1]) zusammengestellt wurden. Diese Laufzeitkurve bildete lange die Grundlagen für theoretische Untersuchungen[2]). Ihr kommt nur die Bedeutung einer „mittleren“ Laufzeitkurve zu, weil die Werte mehreren unter verschiedenen Bedingungen (Jahreszeit, Wetter, Azimut) vorgenommenen Sprengungen angehoren. Die Registrierungen zeigen ein ähnliches Aussehen, wie die des normalen Schalles in größeren Entfernungen. Es herrschen auch hier neben den horbaren Schallschwingungen Wellen mit kleiner Frequenz (ca. 5 Hertz) vor; ebenso lassen die verschiedenen Einsatzgruppen, die recht beträchtliche Zeitdifferenzen (über 10 sec) aufweisen können,

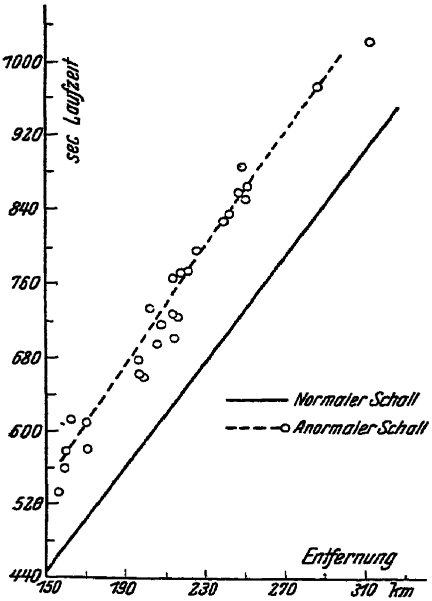


Fig 27. Mittlere Laufzeitkurven nach ANGENHEISTER.

[1]) Siehe ANGENHEISTER, Fußnote 4 S. 241 d. A.
[2]) Siehe GUTENBERG, Fußnote 6 S. 241 d. A.

wieder auf mehrfache Umkehrschichten schließen Das starke Zuruck-treten der sehr kurzen Wellen hangt nach der Rechnung von SCHRODINGER[1]) mit der großeren Dampfung in stark verdunnter Luft zusammen, da die freie Weglänge der Molekule sich bereits diesen Wellenlangen nahert. Nach diesen Betrachtungen durfen selbst Wellen von ca 30 m nicht viel uber 80 km gelangen, eine Höhe, die beobachtete Strahlen bisher nicht erreicht haben Nach einigen Beobachtungen sollen die beiden Schallgebiete ubereinander greifen[2]) Fig. 28 zeigt die Registrierungen des anormalen Schalles von drei Sprengungen, die am 17. Juni 1927 in Juterbog zu folgenden abgerundeten Tageszeiten stattfanden: a = 18^h, b = 19^h, c = 25^h. Aus den Kurvenbildern laßt sich deutlich

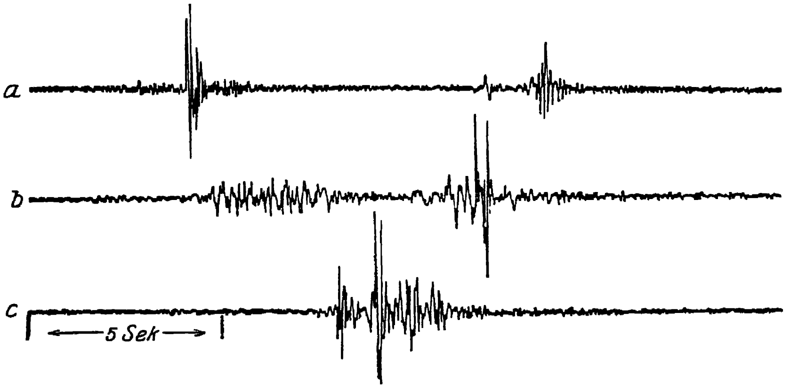


Fig. 28. Registrierung von anormalen Schallwellen 1 : 2.

das Zusammenrucken mehrerer akustischer Grenzflachen n der Nacht sehen. ANGENHEISTER[3]) gibt verschiedene Beispiele fur die Veranderung der Laufzeiten mit der Jahreszeit und der Wetterlage. Die Messungen aus Einfallswinkeln[4]), die einen mittleren Emergenzwinkel von ca. 20^0 in 200 km Entfernung ergaben, und die scheinbaren Oberflachen-geschwindigkeiten $\left(\frac{\partial \Delta}{\partial t}\right)$ fuhren auf eine Scheitelgeschwindigkeit von 350 m/sec. Die zugehorige Laufzeitkurve ist in Fig. 25, II wiedergegeben. ANGENHEISTER[5]) konnte zeigen, daß in erster Näherung sich eine Scheitelhohe der Strahlen von 37 km ergibt. WIECHERT[6])

---

[1]) E. SCHRODINGER, Zur Akustik der Atmosphäre. Phys. ZS. S. 445, 1917.
[2]) Siehe HERGESELL und DUCKERT, Fußnote 2 S. 212 d. A.
[3]) Siehe ANGENHEISTER, Fußnote 4 S. 241 d. A.
[4]) Siehe MEISSER, Fußnote 3 S. 238 d. A.
[5]) Siehe ANGENHEISTER, Fußnote 3 S. 241 d. A.
[6]) Siehe WIECHERT, Fußnote 5 S. 241 d. A.

versucht dann mit verschiedenen Annahmen, deren Darstellung nach § 3a (a, b c) gegeben sind, die beobachteten mittleren Laufzeiten zu berechnen. Am besten ist mit den Ergebnissen seine Voraussetzung im Einklang, daß sich in der Stratosphäre bei 30 km eine ablenkende und bei 38 km Hohe eine stark reflektierende Sprungschicht befindet. Im Gegensatz zu dem Vorgehen von WIECHERT benutzte GUTENBERG[1]) den direkten Weg, indem er gemaß § 3a auf die Strahlbahnen in der Stratosphare das Wiechert-Herglotzsche Verfahren anwandte. Seine Ergebnisse führen zu annahernd denselben Hohen fur die beobachteten Scheitelgeschwindigkeiten. Beide Rechnungsarten ergeben aber einen prinzipiellen Unterschied in der Abhängigkeit des Einfallswinkels e des Schallstrahles von der Entfernung. Bei den verschiedenen Gutenbergschen Beispielen liegen die großten Winkel e bei den weitesten Entfernungen, wahrend nach der Wiechertschen Rechenweise gerade die flachesten Strahlen dort ankommen sollen. Das bisher vorliegende Beobachtungsmaterial ist noch nicht hinreichend, um aus der Laufzeitkurve fur eine Einzelschwingung eine Entscheidung zu fallen. Zum Sprengherd symmetrisch verteilte Registrierstationen ergeben nach WIECHERT[2]) keine merkliche Windkomponente, so daß diese Erscheinung mit den geschlossenen Außenzonen bei Horbeobachtungen, die Windhypothese ausschließt.

Diese experimentellen Untersuchungen an kunstlichen Sprengungen haben das Studium der anormalen Schallausbreitung erst auf eine der strengen theoretischen Prufung zuganglichen Basis gebracht, und man kann heute mit Sicherheit das wichtige Ergebnis feststellen, daß in einer Hohe von ca. 40 km die Schallgeschwindigkeit einen Wert von 350—360 m/sec aufweist. Die untere Grenze fur dieses Anwachsen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit auf diese Größe liegt uber 30 km, während die obere Grenze sicher unter 50 km sein durfte. Die Bedeutung dieses Resultats besteht darin, daß man aus der Diskussion der physikalischen Parameter der Schallgeschwindigkeit einen Aufschluß über die entsprechenden Konstanten der Stratosphare in den uns bisher noch nicht zugänglichen Höhen erhalten kann.

d) Die Ursache für eine relativ grosse Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre.

Obwohl das Ergebnis der Schallgeschwindigkeit von v = 350 m/sec in 40 km gesichert ist, so haben sich die verschiedenen Erklärungs-

---

[1]) Siehe GUTENBERG, Fußnote 6 S. 241 d. A.

[2]) Siehe WIECHERT, Fußnote 5 S. 241 d. A.

moglichkeiten fur diese Erscheinungen erst in neuerer Zeit wesentlich verringert. Die Grundlage fur die weiteren Betrachtungen bildet die Formel (27) fur die Schallgeschwindigkeit

$$\text{(27)} \qquad v = \sqrt{\frac{\varkappa \cdot \mathfrak{R} \cdot T}{\mu}} + \text{Windkomponente},$$

deren einzelnen Variable zu betrachten sind.

α) Windhypothese

Wie in § 3b gezeigt, hangt das Schallfeld sehr wesentlich von dem Windgradienten ab. Schon fruhzeitig wurde daher die Umkehr der Strahlen diesem Einfluß zugeschrieben, zumal man auch meistens nur einseitige anormale Horbarkeitszonen beobachtete. So treten EMDEN[1]), MORF[2]) und KOLZER[3]) fur diese Erklarungsversuche ein Die Ansicht von EMDEN und MORF, sogar nur mit der Windschichtung innerhalb der Troposphäre auszukommen, laßt sich bei der gesicherten Hohe der Schallstrahlen von 30—50 km nicht halten Die Beobachtungen (WIECHERT[4]) s auch Fig 1 und 2) von Schallwellen an Stationen, die diametral zum Herd liegen, widersprechen mit ihren fast gleichen Laufzeiten bei ein und derselben Sprengung auch quantitativ der Annahme von nur Windeinfluß fur die Strahlumkehr. Trotzdem also als wesentlicher Faktor der Wind in der Stratosphare fur die Erscheinung der anormalen Horbarkeit nicht in Frage kommt sind symmetrische Laufzeitkurven zum Herd bei der Bearbeitung jeder Einzelsprengung erforderlich, wenn man eine genaue Bearbeitung durch Elimination des Windanteiles an der Schallausbreitung erstreben will.

β) Ungultigkeit der Laplaceschen Formel fur die Schallgeschwindigkeit. Riemannsche Stoßwellen.

Die Formel (27) ist unter der Annahme sehr kleiner Druckamplituden abgeleitet worden und die Umschreibung der Große $\frac{\partial p}{\partial \varrho}$ in (24) erfolgt unter der Annahme, daß die Gasgesetze im Prinzip noch gelten. Trotzdem bisher noch keine Schallgeschwindigkeitsmessungen in Gasgemischen, die den Luftverhaltnissen in 40 km entsprechen dürften,

---

[1]) Siehe EMDEN, S. 222 d. A.

[2]) Siehe MORF S 222 d. A

[3]) Siehe KOLZER, Fußnote 2 S. 224 d A.

[4]) Siehe WIECHERT, Fußnote 5 S. 241 d. A.

vorliegen, darf man wohl annehmen, daß für die betreffenden Drucke (1,5 mm Hg in 40 km Höhe) und Temperaturen keine Gasentartung zu erwarten ist und man die Formel (27) anwenden darf. A. WEGENER[1]) und R. MEYER[2]) meinen, daß infolge der starken Druckabnahme mit der Höhe die Schallwellen relativ hohe Druckschwankungen darstellen und somit die Voraussetzung der Formel (27) nicht mehr erfüllt ist, man erhält dann Riemannsche Stoßwellen mit Überschallgeschwindigkeit (vgl. § 4 auf S. 225). WIECHERT[3]) zeigte dann, daß bei kugelförmiger Ausbreitung eine entsprechende Energieschwächung eintritt, so daß man für das Verhältnis der Druckschwankungen Δ p zum Druck p selbst erhält:

$$\frac{\Delta p}{p} \sim \frac{1}{r\sqrt{\varrho}}.$$

Nach Messungen von RITTER[4]) ist in 1 km Entfernung vom Herd bei 1000 kg Sprengstoff $\frac{\Delta p}{p} \sim \frac{1}{50}$, in 45 km errechnet WIECHERT $\frac{\Delta p}{p} \sim \frac{1}{75}$, einen Wert, der selbst bei direktem Lauf der Strahlen für 45 km Höhe die relativen Druckschwankungen als unzureichend ergibt, um Stoßwellen mit Überschallgeschwindigkeit hervorzurufen. Ferner hat sich bei allen Beobachtungen an kurz aufeinander folgenden, verschieden starken Sprengungen kein entsprechender Einfluß der Ladung auf die Laufzeit des anormalen Schalles nachweisen lassen. Somit kommt für die Strahlen in den durchlaufenen Höhen bis 50 km diese Erklärung für ein Ansteigen der Schallgeschwindigkeit nicht in Frage.

γ) Änderung des Luftmolekulargewichts, Wasserstoffhypothese.

Die erste Theorie, die die Umkehr der Schallstrahlen erklärt und zum ersten Male die Zone der anormalen Hörbarkeit auch numerisch zu berechnen gestattete, war diejenige von VON DEM BORNE[5]). Gemäß den Betrachtungen von § 4 nahm er an, daß die Zunahme der Schall-

---

[1]) Siehe A. WEGENER, Fußnote 1 S. 212 d. A.

[2]) R. MEYER, Die Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone. ZS. f. Geophys. 2, 78. 1926.

[3]) Siehe E. WIECHERT, Fußnote 5 S. 241 d. A.

[4]) F. RITTER, Erste Mitteilung über die Schallwelle der Sprengung in Jüterbog am 3. Mai 1923. Beitr. z. Physik d. freien Atm. 12, 1—10. 1925.

[5]) Siehe VON DEM BORNE, Fußnote 1 S. 227 d. A.

geschwindigkeit durch eine steigende Beimischung von Wasserstoff verursacht sei. In Fig. 29 ist ein Bild von dem Strahlengang nach der Theorie von VON DEM BORNE gemäß der Rechnung von DE QUERVAIN[2]) gegeben. Die Strahlen uberschneiden sich und ergeben eine innere Brennlinie. Berechnet man die Laufzeiten unter Berucksichtigung des Wasserstoffgehaltes der Luft, der am Boden $< 0{,}002\,^0/_{00}$ ist, so sind die berechneten Werte erheblich großer als die beobachteten. Um Übereinstimmung zu erzielen, mußte der Wasserstoffgehalt der Atmosphare in 40 km Hohe bereits $25\,^0/_0$[1]) betragen, was nach unserer Kenntnis uber die Beschaffenheit der Luft kaum moglich ist, d h da der Wasserstoff im Scheitel der anormalen Schallstrahlen macht bereits

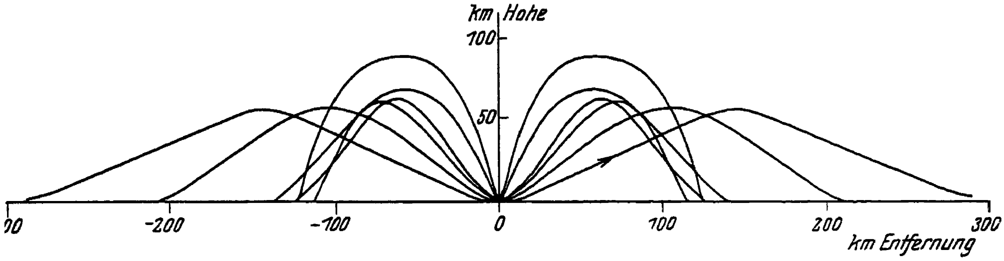


Fig. 29. Verlauf der Schallstrahlen nach der Wasserstoffhypothese

ein Viertel des vorhandenen Druckes aus Somit scheidet nach der jetzigen Kenntnis uber die Beschaffenheit der Lufthulle diese Erklarungsmoglichkeit fur die hohe Schallgeschwindigkeit in 40 km ebenfalls aus.

δ) Erhöhte Temperatur in 30—50 km Hohe.

Als letzte Moglichkeit, das Ansteigen der Schallgeschwindigkeit zu erklären, bleibt nur noch die Annahme ubrig, daß in den Umkehrschichten der Stratosphare eine Temperatur von etwas uber 30° C herrscht; mit dieser Deutung, da die Hypothese unter γ nicht haltbar ist, stehen auch die geschlossenen bzw. diametral zum Herd gelegenen anormalen Schallzonen im Einklang. Damit wird aber die bisherige Hypothese uber die Isothermie der Stratosphare hinfällig Man kann diese Temperaturzunahme wohl nur durch selektive Absorption in jenen Luftschichten erklaren. Die Grenze unseres Sonnenspektrums bei ca. 2900 Å.-E. fallt mit einer Absorptionsbande des Ozons im Ultravioletten zusammen. Durch Beobachtung war festgestellt, daß

---

[1]) E. WIECHERT, Die anormale Schallausbreitung als Mittel der Erforschung der Stratosphare. ZS. f. Geophys. 2, 92—101. 1926.

die Grenze des Sonnenspektrums stark schwankte. Die Ursachen konnen durch die Zenitdistanz der Sonne und die Extinktion einer wechselnden Ozonschichtdicke erklart werden. Nach den Messungen ergibt sich fur den gesamten Ozongehalt eine aquivalente Schichtdicke im Mittel von 3 mm, bezogen auf 0° C und 760 mm Hg, die Schichtdicken konnen zwischen 2,00 mm und 3,80 mm schwanken[1])[2]). Fur die mittlere Hohe des Schwerpunktes der Ozonschicht findet man in unseren Breiten 50 km. Fig. 30 gibt die Hohe der Ozonschicht uber Arosa[2]) wieder. Die absorbierte Energie außert sich in einer erhohten Temperatur der Ozonschicht, die uberschlagsweise großer als die am Boden ist und ungefahr $\mathfrak{T}$ (abs.) $\sim$ 300° betragen durfte, ein Wert, der die Schallgeschwindigkeit von 350 m/sec in jenen Hohen erklaren würde. Mit diesem spektroskopischen Befund und dem daraus gezogenem Schluß

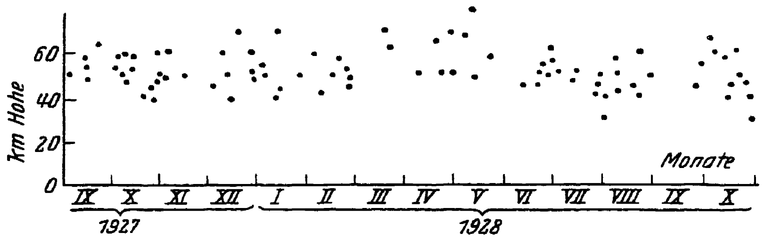


Fig 30. Die Höhe der Ozonschicht über Arosa.

steht auch die Überlegung von F. A. LINDEMANN und G. M. DOBSON im Einklang, die aus dem Verhalten der Meteorite gefolgert haben, daß sich über den tieferen Temperaturen der unteren Stratosphare in 50—60 km Hohe eine Inversionsschicht (ca. 300° abs) befinden müsse[3]). Obwohl die Hohenangaben mit denen fur die Schallstrahlen noch nicht streng ubereinstimmen und die Ozonuntersuchungen wegen ihres jungen Datums auch noch nicht uber alle Probleme befriedigende Aufschlusse ergeben, so stehen zurzeit doch bereits so gewichtige Tatsachen zur Verfugung, daß eine Temperaturinversion in 40 km Hohe als recht wahrscheinlich angenommen werden muß und somit die Umkehr der Schallstrahlen im wesentlichen erklart sein dürfte.

---

[1]) P. DUCKERT, Zum Ozongehalt der freien Atmosphare. Meteorol. ZS. S. 463—466, 1929.

[2]) F. W. P. GOTZ, Die Ozonschicht der hohen Atmosphare. Meteorol. ZS. S. 466—474, 1929.

[3]) F. A. LINDEMANN und G. M. B. DOBSON, A theory of meteors, and the density and temperature of the outer atmosphere to wich it leads. Proc. Roy. Soc. London (A) 102, 411—437. 1923.

Die Luftseismik hat sich heute zu einem wichtigen Forschungsmittel für die aerologischen Probleme der Stratosphäre entwickelt. Ist es doch gerade erst mit ihren Ergebnissen möglich geworden, das bisherige Bild vom isothermen Aufbau der Hochatmosphäre im Verein mit dem übrigen neuen Tatsachenmaterial grundlegend umzugestalten. Für die weiteren, dringend erforderlichen experimentellen Untersuchungen der Schallausbreitung an künstlichen Sprengungen kann man erhoffen, daß die bisher bekannten Ergebnisse vertieft werden und sich noch wertvolle neuere Erkenntnisse gewinnen lassen.

Zweites Kapitel

Bodenseismik

Von H. Martin, Jena

Einleitung.

Es sollen zunächst die Apparate und Methoden beschrieben werden, mit deren Hilfe in der angewandten Seismik künstlich erregte Bodenschwingungen aufgezeichnet werden. Im Anschluß daran wird auf das sogenannte Laufzeitkurvenverfahren näher eingegangen werden, das sowohl im Hinblick auf die Erforschung der elastischen Eigenschaften der obersten Erdschichten als auch zur Klärung der Lagerungsverhältnisse geologischer Schichten zu einem wichtigen Hilfsmittel der Bodenforschung geworden ist. Im letzten Abschnitt werden die Erschütterungen behandelt werden, die die Entwicklung der modernen Verkehrstechnik mit sich gebracht hat.

Apparate und Methoden.

§ 1. Theoretisches.

Während man sich bei den Seismometern zur Registrierung von Erdbeben wegen des Dauerbetriebes im allgemeinen mit einer verhältnismäßig geringen Vergrößerung der Bodenbewegung begnügt, oder wie es beim Wiechertschen 17-Tonnenpendel der Fall ist, infolge der Reibung bei 2000facher Vergrößerung sehr große Pendelmassen anwenden muß, ist man in der angewandten Seismik bei bestimmten Aufgaben gezwungen, für kurze Zeiten mit großen Vergrößerungen und erheblichen Registriergeschwindigkeiten zur Erreichung einer großen Zeitgenauigkeit unter Verwendung kleiner Massen zu arbeiten. Dabei sind die Apparate so zu bauen, daß sie leicht an eine andere

Stelle gebracht werden können und eine betriebssichere Neuaufstellung in kurzer Zeit erlauben.

Für die Aufzeichnung von künstlichen Bodenschwingungen kommen verschiedene Apparate und Methoden[1]) in Betracht. Wenn wir als erste Gruppe von Instrumenten diejenigen bezeichnen, die die Bodenschwingung konform wiedergeben, so müssen wir zwei Einschränkungen machen. Alle Instrumente, die auf dem Gesetz der trägen Masse aufgebaut sind, gehorchen bei Vernachlässigung der Reibung nach Division durch die Masse bzw. bei Drehschwingungen nach Division durch das Trägheitsmoment der Differentialgleichung

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + 2k \cdot \frac{d\xi}{dt} + \frac{4\pi^2}{T_0^2} \cdot \xi = -V \cdot \frac{d^2x}{dt^2}. \tag{1}$$

Darin ist x die Funktion der erregenden Bodenbewegung und V die Indikatorvergrößerung. Die Gleichung (1) vereinfachen wir, indem wir mit Jaeger[2]) das dimensionslose Zeitmaß τ einführen. Dieses ist definiert durch

$$\tau = \omega_0 \cdot t = \frac{2\pi \cdot t}{T_0}. \tag{2}$$

Weiterhin setzen wir

$$\alpha = \frac{k \cdot T_0}{2\pi}$$

und erhalten die nur den Parameter α enthaltende Gleichung

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} + 2\alpha \cdot \frac{d\xi}{d\tau} + \xi = -V \cdot \frac{d^2x}{d\tau^2}. \tag{3}$$

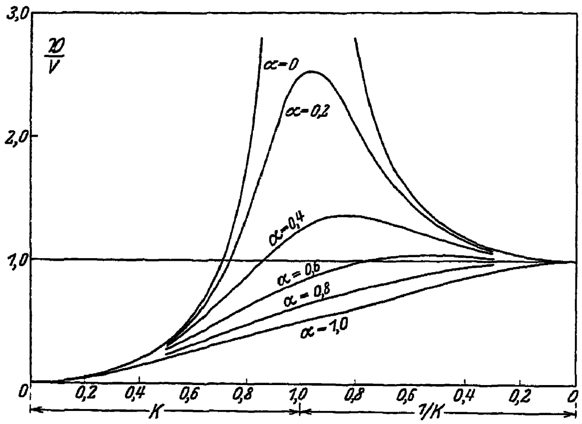


Fig 31. Resonanzkurven für verschiedene Dämpfungen.

Wenn wir als Erregungsfunktion eine ohne Phasenverschiebung einsetzende Sinusfunktion $x = \sin \varkappa \cdot \tau$ voraussetzen — und darin besteht die erste Einschränkung, daß wir ganz allgemein eine periodische

[1]) R. Ambronn, Methoden der angewandten Geophysik. Dresden und Leipzig 1926.; W. Hort, Technische Schwingungslehre. Berlin 1922; H. Steudding, Messung mechanischer Schwingungen. Berlin 1928; J. Geiger, Mechanische Schwingungen. Berlin 1927.

[2]) Geiger-Scheel, Handbuch der Physik, Bd. XVI, S. 203.

Funktion annehmen — erhalten wir als Losung der Differentialgleichung (3)

$$(4)\qquad \xi = \frac{V \cdot \varkappa^2}{\sqrt{(1-\varkappa^2)^2 + 4\alpha^2 \cdot \varkappa^2}} \left\{ \sin(\varkappa\tau + \chi) + \frac{\varkappa}{\varepsilon} \cdot e^{-\alpha\tau} \cdot \sin(\varepsilon\tau + \varphi) \right\}.$$

Darin ist $\varkappa = \frac{\omega_1}{\omega_0} = \frac{T_0}{T}$, also gleich dem Verhaltnis der Schwingungsdauern des ungedampften Aufnahmesystems zu der der aufgepragten Schwingung und

$$\varepsilon = \sqrt{1-\alpha^2}, \quad \tan\chi = \frac{2\alpha\varkappa}{\varkappa^2 - 1}, \quad \tan\varphi = \frac{2\alpha \cdot \varepsilon}{2\alpha^2 + \varkappa^2 - 1}.$$

Bei der Betrachtung des in Fig 31 dargestellten dynamischen Vergroßerungsfaktor

$$(5)\qquad \frac{\mathfrak{V}}{V} = \frac{\varkappa^2}{\sqrt{(1-\varkappa^2)^2 + 4\alpha^2\ \varkappa^2}}$$

sieht man, daß bei einem Dampfungswerte von $\alpha = 0{,}6$ schon von einem ganz geringen Unterschiede in den Perioden der Eigenfrequenz und der aufgepragten Frequenz an das erregte System der Forderung einer getreuen Wiedergabe genugt Praktisch ist dieser Idealfall also sehr gut zu erreichen.

In Fig 32 ist eine mit Hilfe eines vertikalen Erschutterungsmessers aufgenommene Kurve von O. Meisser[1]) mit Hilfe seines Parabelintegrationsverfahrens integriert worden. Die Rechnung ist fur zwei verschiedene Dampfungen durchgeführt wor-

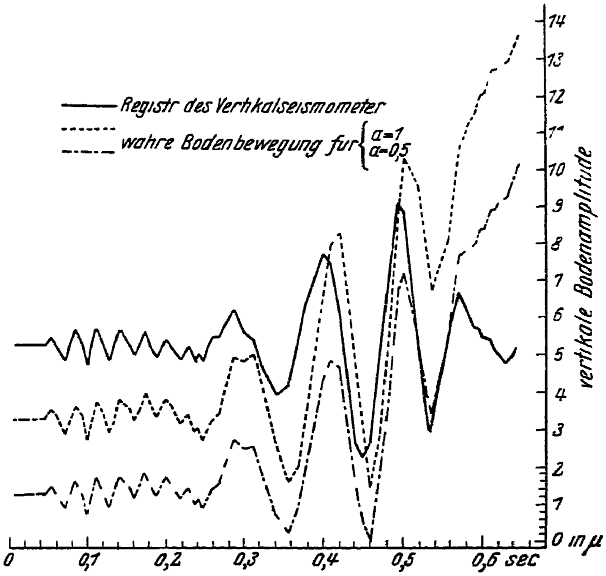


Fig. 32. Wahre vertikale Bodenbewegung zum Film in Fig. 40. (Nach O. Meisser.)

---

[1]) O. Meisser, Beiträge zu einer experimentellen Seismik. Veröff. der Reichsanstalt fur Erdbebenforschung, Heft 9, Jena 1929.

den, wobei der Wert $a = 0{,}5$ den Betriebsbedingungen entsprach. „Dabei zeigt die berechnete Bodenbewegung das überraschende Ergebnis, daß die aufgezeichnete und wahre Bodenbewegung sich im großen und ganzen recht gut entsprechen und daß man die Bodenbewegung in erster Annäherung als sinusförmig annehmen kann." Wenn man also den Hauptwert auf eine konforme Abbildung von Bodenbewegung und registrierter Aufzeichnung legt und nicht eine bestimmte Periode der Bodenbewegung durch Resonanz bevorzugen (Erdbeben) oder vermeiden will (Bodenunruhe), dann kommt zur Registrierung ein Erschütterungsmesser mit starker Dämpfung und langer Schwingungsdauer in Betracht.

Die zweite Einschränkung besteht darin, daß wir das zweite Glied der Lösung (4) vernachlässigen und damit nur den eingeschwungenen Zustand ins Auge fassen. Wie in der Elektrotechnik, kann dieser Einschwingungsvorgang infolge der konstruktiven Eigenschaften des angeregten Systems die wahre Bodenbewegung in stark veränderter Form aufzeichnen. Darauf hat O. MEISSER[1]) hingewiesen. An theoretischen und experimentellen Beispielen unter Verwendung von Galvanometern zeigte er den Unterschied zwischen wahrer und vorgetäuschter Bewegung hinsichtlich der Amplitude und Periode beider Schwingungen. Experimentelle Ergebnisse, die bei Verwendung von Erschütterungsmessern im Gelände bzw. unter Benutzung von Schwingungsplatten (S. 272) gewonnen worden sind, liegen bis jetzt nicht vor, so daß ein störender Einfluß des Einschwingungsvorgangs praktisch noch nicht nachgewiesen werden konnte.

Da die beiden Einschränkungen nicht ins Gewicht fallen, sind wir berechtigt, von Instrumenten zu sprechen, die die wahre Bodenbewegung aufzeichnen. Sie haben den Namen Erschütterungsmesser, wofür in der Technik die Bezeichnung „Schwingungsmesser" gebräuchlich ist.

Als zweite Gruppe behandeln wir kurz die Instrumente, bei denen uns die Aufzeichnung die jeweilige Geschwindigkeit der Bodenbewegung wiedergibt.

Als dritte Gruppe führen wir die Instrumente auf, welche bei einer ganz bestimmten Beschleunigung ansprechen bzw. ihren Verlauf anzeigen.

§ 2. Erschütterungsmesser.

Wenn es sich darum handelt, Schwingungen sehr großer Schwingungsweiten sichtbar aufzuzeichnen, so benutzt man dazu Apparate, die nur unter Verwendung von Hebelübertragungen solche Aufzeich-

[1]) Siehe S. 253 d. A.

nungen leisten. Hierher gehoren die Erschutterungsmesser geringer Vergroßerung, wie sie zur Untersuchung von Bodenerschutterungen, zu Untersuchungen von Straßen, Fundamenten und Brucken in Gebrauch sind. Neben dem rußregistrierenden Wiechertschen[1]) Horizontal- und Vertikalseismometer seien aus der großen Zahl von Konstruktionen die von GEIGER[2]), MAIHAK[2]), SURING[2]), WHIPPLE[3]), SAUER[4]), SCHENK-LEHR[4]) und ZEISSIG[4]) genannt.

Als Beispiel fur die mechanisch registrierenden Schwingungsmesser mochte ich hier den nach Angaben von H. SAUER[5]) gebauten vertikalen Erschutterungsmesser auffuhren (siehe Fig. 33).

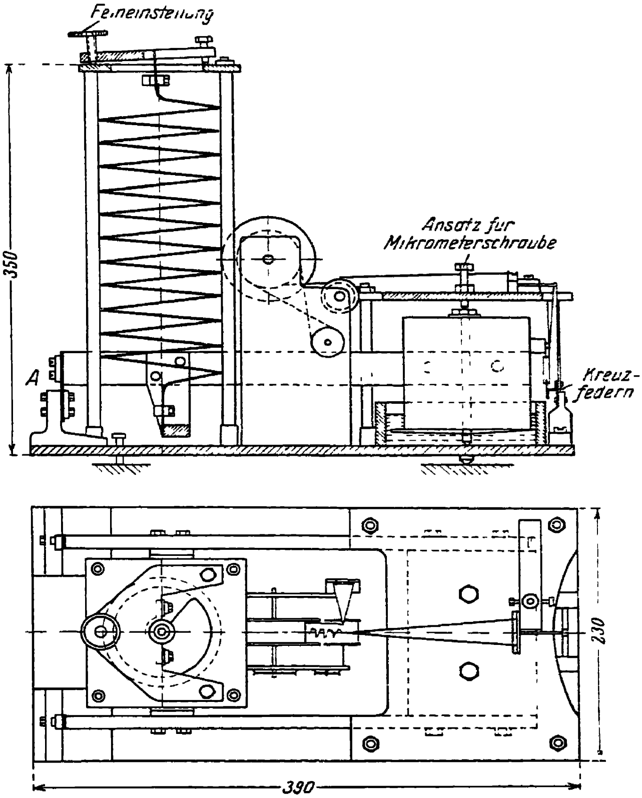


Fig. 33. Vertikal-Erschutterungsmesser von H. SAUER

Von den konstruktiven Einzelheiten, die ja aus dem Grund- und Aufriß deutlich hervorgehen, sei erwahnt, daß die stationare Masse 20 kg und das Gesamtgewicht des Apparates 38 kg betrug. Entprechend dem Zwecke seiner Verwendung — Aufzeichnung von

---

[1]) Katalog von SPINDLER und HOYER, Gottingen.

[2]) W. HORT und F. HULSENKAMP, Untersuchung von Spannungs- und Schwingungsmessern fur Brücken. Berlin 1928; G. REUTLINGER, Eine experimentelle Überprufung der Theorie der Schwingungsmesser. Gerl. Beiträge z. Geophys. **24**, 168. 1929.

[3]) Ref. ZS. f. Instrkde. **46**, 264. 1926.

[4]) G. REUTLINGER, Gerlands Beiträge z. Geophys. **24**. 168. 1929.

[5]) Dr.-Ing.-Diss. Darmstadt 1916; vgl. auch die Beschreibung und Abbildung in 4.

Fundamentschwingungen — ist auf eine optische Vergrößerung verzichtet und unter entsprechendem Verlust an Vergroßerung die rein mechanische Aufzeichnung vorgezogen. Dabei wurde ein Haarrohrchenfarbschreiber nach ZEISSIG verwandt. Die Registrierung geschah auf 20 mm breitem Glanzpapier. Das Einschreiben der Zeitmarken erfolgte durch einen Schreibstift, der von einem Elektromagneten betätigt wurde. Die Reibung (siehe Seismik, II. Kap. § 2c.) betrug

$$2\,r = 0{,}03 \text{ mm}.$$

Die Dampfung war veranderlich und ließ sich mit Glyzerin bis zur Grenze der Aperiodizitat steigern. Die Eigenschwingung T_0 betrug 0,17 sec und die Vergrößerung 53.

Ein speziell zur Aufzeichnung von Nachbeben im Epizentralgebiet gedachtes Dreikomponentenseismometer ist von DE QUERVAIN-PICCARD[1]) angegeben worden. Seine vielseitige Verwendbarkeit besteht in der Moglichkeit, Ruß- oder Tintenregistrierung durch optische Aufzeichnung zu ersetzen und damit die Vergrößerungen zwischen 10 und 10000 verändern zu konnen. Wiederholt hat es sich schon gut bewährt.

Will man sehr kleine Bodenbewegungen sichtbar aufzeichnen, so muß die rein mechanische Registrierung durch eine mechanisch-optische bzw. durch eine mechanisch-elektrische Vergroßerung bewirkt werden. Da es sich dabei meistens auch noch um die Wiedergabe sehr schneller Schwingungen handelt, muß weiterhin sehr großer Wert auf einen einwandfrei arbeitenden Registrierapparat gelegt werden. Das Verdienst, auf Veranlassung von E. WIECHERT einen hoch empfindlichen horizontalen Erschütterungsmesser zusammen mit einem Registrierapparat zu einer brauchbaren Feldapparatur ausgebaut zu haben, gebuhrt L. MINTROP[2]). Durch die Vereinigung von zwei horizontalen und einem vertikalen Erschutterungsmesser schuf er einen Dreikomponentenapparat[3]). Eine der letzten Bauarten seines vertikalen Erschütterungsmessers stellt zusammen mit dem Registrierapparat die Fig. 34 dar.

Während bei dem ersten horizontalen Erschütterungsmesser die Vergroßerung zwischen 1800 und 11000 zu verandern moglich war,

---

[1]) Jahresbericht des Schweizerischen Erdbebendienstes 1922; GUTENBERG, Lehrbuch der Geophysik S. 590; W. HORT und F. HULSENKAMP, Untersuchung von Spannungs- und Schwingungsmessern für Brücken. Berlin 1928.

[2]) L. MINTROP, Diss. Göttingen 1911.

[3]) Abgebildet in B. GALITZIN, Vorlesungen über Seismometrie, herausg. von O. HECKER, Leipzig 1914.

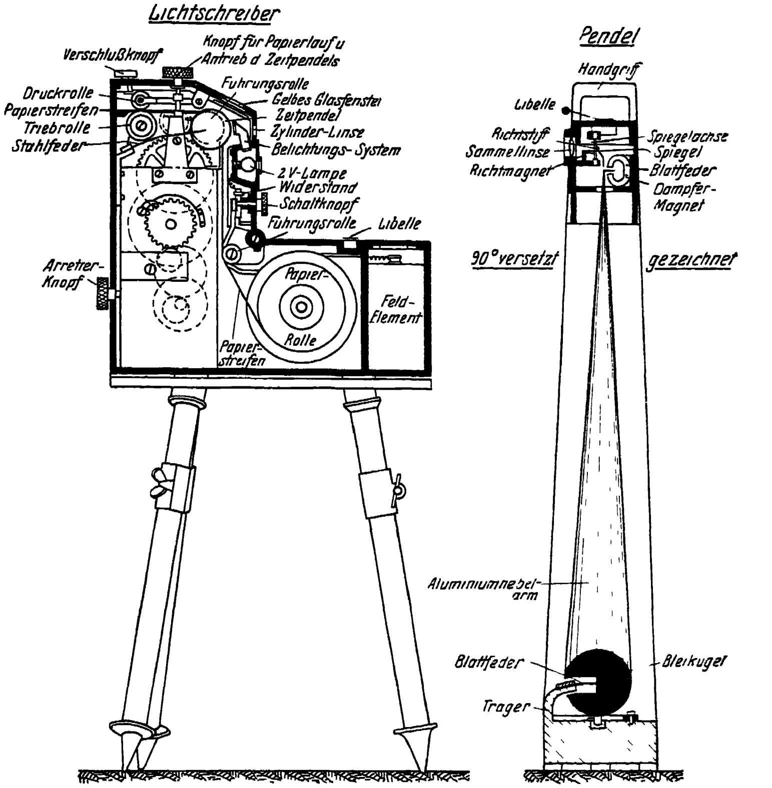


Fig 34. Erschutterungsmesser und Registrierapparat nach L Mintrop[1]

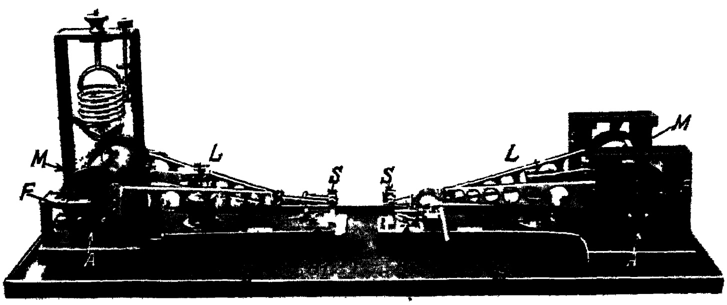


Fig 35. Horizontal (H)- und Vertikal (V)-Erschütterungsmesser.

M = Masse D = Dampfer
F = Blattfeder S = Hohlspiegel
AA_1 = Arretierungsschrauben L = Aluminiumhebelarm
Große 1 11

[1]) Aus Heiland, ZS. f. Instr. 45, 417. 1925.

soll[1]) der in Fig 34 dargestellte Apparat eine Vergroßerung bis zu 1000000 haben Diese Vergroßerung ist nur dadurch moglich, daß das Ende des an der schwingenden Masse befestigten Aluminiumhebelarmes unmittelbar neben dem Drehpunkt des Registrierspiegels angreift und der Lichtweg entsprechend groß gewahlt wird. Die Dampfung geschieht magnetisch.

Fig. 35 gibt ein Bild von dem horizontalen und vertikalen Erschutterungsmesser, welche in der Reichsanstalt fur Erdbebenforschung unter Leitung von O Hecker angefertigt worden sind[2]). Die Masse M eines jeden Apparates besteht aus einem mit Blei gefullten herausnehmbaren Zylinder von 12 kg und ist an zwei Blattfedern befestigt Beide Apparate stimmen in ihren Dimensionen so uberein, daß sie

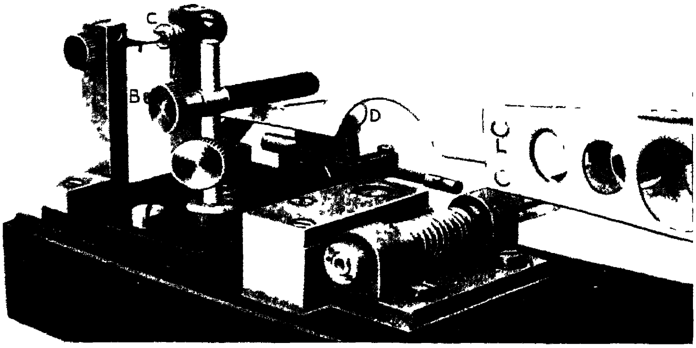


Fig. 36. Spiegelanordnung am Horizontalerschutterungsmesser.

bis auf unter 1% die gleiche Schwingungsdauer haben. Die Dampfung geschieht mit Hilfe von Flussigkeiten. An der Masse M ist der Aluminiumblecharm von der Lange L befestigt. Ein an seinem Ende angebrachter Faden (siehe Fig. 36) lauft uber eine Achse C mit einem Hohlspiegel und wird von der Feder D gespannt, wodurch die Auf- und Abwartsbewegung des Hebelarmes L in eine Drehbewegung des Spiegels umgesetzt wird. Ist 2 r der Durchmesser der Achse und der Abstand des Registrierpapieres vom Hohlspiegel A, so ist bei einer

[1]) D C Barton, The Seismic Method of Mapping Geologic Structure Technical Publication. American Inst. of Mining and Metallurgical Engineers. August 1928

[2]) O. Meisser, Beiträge zu einer experimentellen Seismik. Veroff. d. Reichsanstalt f. Erdbebenforschung. Jena 1929.

Schwingungsdauer T_0 des ungedämpften Systems die Indikatorvergrößerung für schnelle Schwingungen

$$V_0 = \frac{2A \cdot L}{25 \ r \cdot T_0^2}$$

und beträgt im vorliegenden Falle 4—20000 bei einer Schwingungsdauer $T_0 = 0{,}202$ sec.

Um eine Registrierung jederzeit bei Tageslicht vornehmen zu können, kommt über die Erschütterungsmesser ein Holzkasten mit entsprechenden Ausbrüchen und „Schornsteinen", wie dies die Skizze in Fig 37 zeigt und worin S_H und S_v die beiden Spiegel der Erschütterungsmesser darstellen möge. Mit dem Schornstein wird durch einen Balg der Registrierapparat[1]), der unter Benutzung des Vorbildes von VON ANGERER[2]) verbessert wurde, lichtdicht verbunden (s Fig 38). Dabei wird durch das große Trägheitsmoment der Antriebsscheibe und Kugellagerung für einen ganz gleichmäßigen Papiertransport gesorgt In der Kassette unter dem Apparat wird der belichtete Film aufgefangen und kann in dieser Kassette zum Entwicklungsort getragen werden.

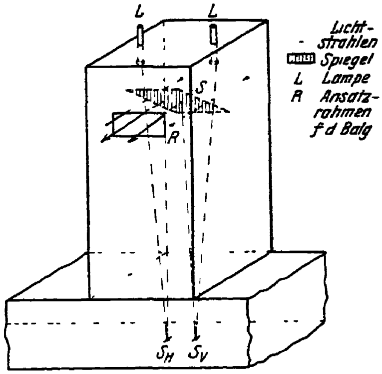


Fig 37. Schornstein mit Registrierlampen nach O. MEISSER

Die erforderlichen Zeitmarken werden im Abstande von $^1/_{50}$ Sekunde mit Hilfe eines Geißlerrohres unter Benutzung eines Stimmgabelunterbrechers und eines Induktors parallaxenfrei auf den Film aufgedruckt

Die Universalität der Registriereinrichtung wird noch dadurch erhöht, daß man mit Hilfe des optischen Verteilers in Fig 39 zwei weitere Vorgänge feststellen kann. Dafür gibt der Film in Fig 40 ein Beispiel, wo gleichzeitig mit den Schwingungen der Erschütterungsmesser die Schwingungen eines Mikrophones mit Hilfe eines Zeißschen Schleifengalvanometers[3]) photographiert worden sind

Auf diese Weise ist es möglich, im Gelände Einsätze mit einer Genauigkeit von $< 5 \cdot 10^{-4}$ sec einwandfrei zu registrieren, wobei zur Auswertung noch ein Komparator nach O HECKER nötig ist.

---

[1]) O. MEISSER und H. MARTIN, ZS. f. Geophys. 2, 269. 1926.

[2]) E. v. ANGERER, ZS. f. Instrumentenkunde, 42, 1. 1922.

[3]) GEIGER-SCHEEL, Handbuch der Physik Bd. XVI, S. 286.

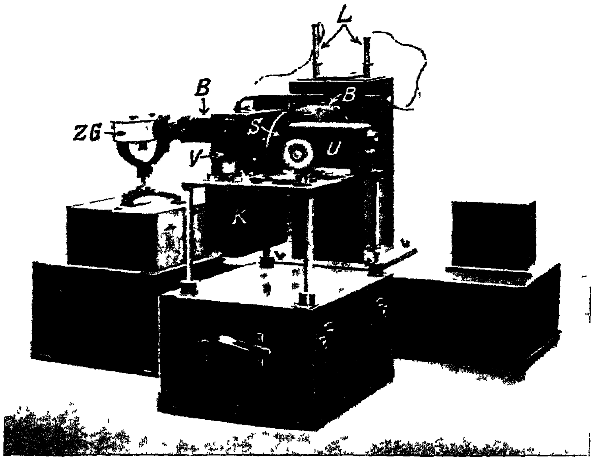


Fig. 38 Registrierapparat in Verbindung mit den Erschütterungsmessern.
L = Lampen, B = Balg, V = Papiervorratskassette, K = Papierauffangkassette, U = Uhrwerk, S = Antriebsscheibe, ZG = Zeißsches Schleifengalvanometer
Größe 1 20

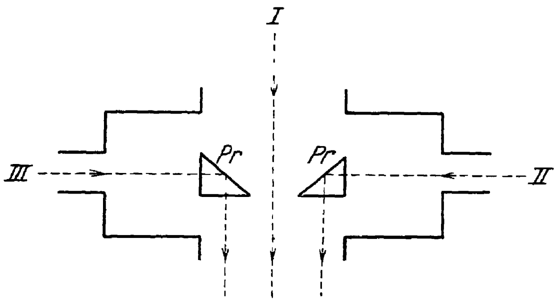


Fig. 39. Optischer Verteiler nach O Meisser

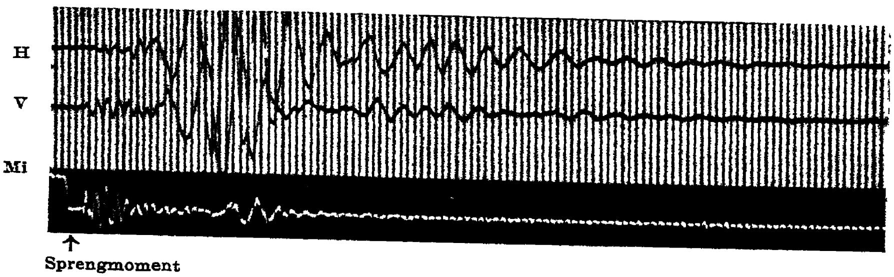


Fig 40. Gleichzeitige Registrierung eines Schusses in 80 m Entfernung von einem Horizontal (H)- und Vertikalerschütterungsmesser (V) und einem Mikrophon (s. S. 265).
Größe 1 2

Aus der Gruppe der mechanisch-optischen Erschutterungsmesser seien noch das Zweimillionenseismometer von WIECHERT[1]) und die Schweydarschen Feldapparate der Askania-Werke genannt.

Zu erwahnen ist hier auch der Vertikalschwingungsmesser von ZEISSIG-REUTLINGER[2]) Bei diesem Apparat (s Fig 41) befindet sich die ganze schwingende Masse von rund 30 g direkt in der Flussigkeit. durch deren Zahigkeit die Dampfung bestimmt wird Wenn auch die Vergroßerung nur 100—115 betragt. so ist der Gedanke neu.

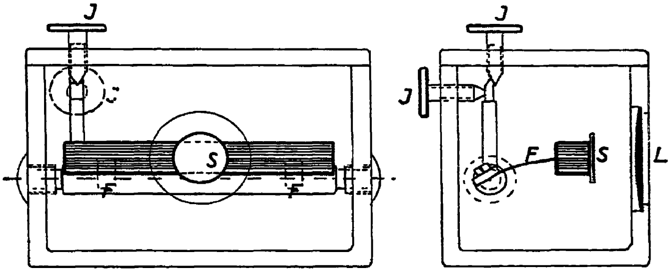


Fig 41 Vertikalschwingungsmesser nach ZEISSIG-REUTLINGER
J = Justierschrauben, F = Blattfederpaar, S = Spiegel mit Masse, L = Linse

Als letztes Instrument dieser Gruppe sei das im Abschnitt Seismik § 3a dargestellte Torsionsseismometer von ANDERSON und WOOD[3]) aufgefuhrt Es besteht aus einem Wolframdraht von einer Dicke von 0.02 mm. Die schwingende Masse C ist ein Kupferzylinder. der zusammen mit dem Spiegel m ungefahr 0,7 g wiegt Die magnetische Dampfung ist mit Hilfe des in seiner Höhe verstellbaren permanenten Magneten M bis zur Aperiodizität zu steigern. Bei einem Durchmesser des Kupferzylinders von 2 mm ist bei seiner exzentrischen Befestigung der Schwerpunkt vom Aufhangepunkt nur 1 mm entfernt, wodurch bei einem Registrierabstand von 1 m eine 2000fache Vergroßerung gegeben ist

§ 3. Mechanisch-elektrische Schwingungsmesser.

In den letzten Jahren ist eine Reihe von Erschutterungsmessern unter Verwendung von elektrischen Schwingungskreisen zusammengestellt worden; sie beruhen auf der Tatsache, daß sich eine kleine Änderung im Abstande der Platten eines Kondensators, der sich in einem Schwingungskreis befindet, durch eine Änderung der Wellen-

1) F. HUBERT, ZS. f. Geophys. 1, 134. 1924/25.
2) G. REUTLINGER, Beiträge z. Geophys. 24, 168. 1929.
3) I. A. ANDERSON und H. O. WOOD, Journ. Opt. Soc. Amer. 8, 817. 1924.

lange bemerkbar macht. Dabei ist wiederholt das von RIEGGER und TRENDELENBURG[1]) bereits 1924 bei der Entwicklung des Kondensatormikrophons angegebene Verfahren der halben Resonanzkurve zur Anwendung gekommen. Die prinzipielle Versuchsanordnung ist die folgende:

Mit einem selbsterregten Rohrensender mit kurzer Wellenlange, in dem als Kapazität der Meßkondensator M C (siehe Fig. 42) eingebaut ist,

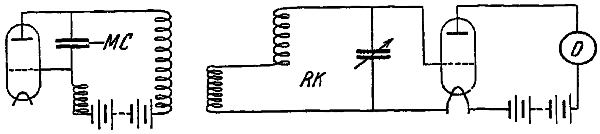


Fig. 42. Schematische Anordnung eines mechanisch-elektrischen Erschutterungsmessers

ist ein Resonanzkreis R K gekoppelt. Die eine Platte des Meßkondensators ist mit dem mechanischen Teil des Erschutterungsmessers verbunden. Der angekoppelte Kreis wird so abgestimmt, daß sich im Ruhezustande des Erschutterungsmessers der Arbeitspunkt auf der halben Hohe der Resonanzkurve befindet (siehe Fig. 43). Ändert sich jetzt der Plattenabstand des Meßkondensators, so wandert der Arbeitspunkt im Tempo der Bodenschwingungen auf dem ansteigenden Aste der Resonanzkurve auf und ab Die gleichzeitig als Verstarker wirkende Rohre des angekoppelten Kreises richtet die hochfrequenten Schwingungen gleich, und ein eingeschalteter Oszillograph O gibt die Bodenbewegungen als niederfrequente Modulation wieder, da die Oszillographenschleife den hochfrequenten Schwingungen nicht folgen kann. Je nach der Steilheit der Resonanzkurve wird so eine Frequenzanderung Δ N in die entsprechende Änderung des Anodenstromes Δ J verwandelt.

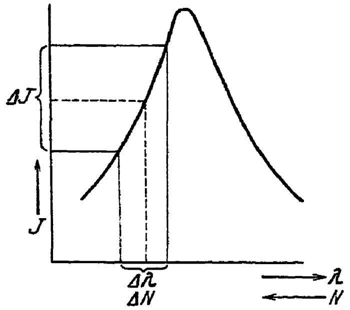


Fig 43. Methode der halben Resonanzkurve.

Verwendet man als zweiten Schwingungskreis wieder einen selbsterregten, so kann man mit dieser sogenannten Heterodyn- oder Überlagerungsempfangschaltung die Kapazitatsanderung des einen Kreises infolge der Änderung des Schwebungstones hörbar machen, wenn man vorher beide Kreise auf einen bestimmten Ton abgestimmt hat. In

[1]) H. RIEGGER, Wiss. Veroffentl. a. d. Siemens-Konzern 3, 67. 1924; F. TRENDELENBURG, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern 3, 43. 1924; GEIGER-SCHEEL, Handbuch der Physik Bd. VIII, S. 562.

Fig. 44 ist die von P. DUCKERT[1]) angegebene Seismophonschaltung dargestellt. Im Ruhezustand betrug der Überlagerungston 1000 Hertz. Trat eine geringe Änderung des Kondensatorplattenabstandes ein. so wurde

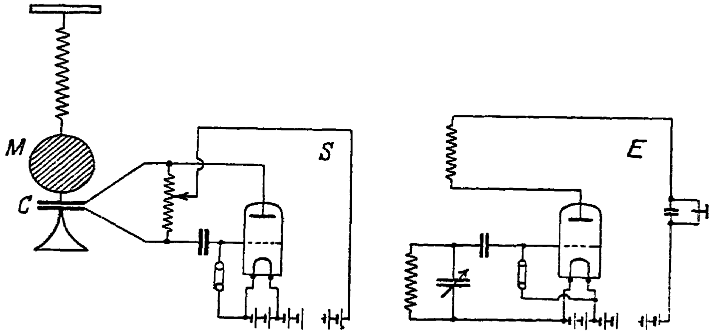


Fig 44. Seismophonanordnung nach P. DUCKERT.
M = Masse, C = Meßkondensator, S = Sender, E = Empfanger

sofort das Ruckkopplungspfeifen horbar. Zwischen einer Abstandsanderung des einen Kondensators und der zugehorigen Schwebungsfrequenz d N besteht die Beziehung

$$\mathrm{d\,N} = \frac{\mathrm{N \cdot d\,a}}{2 \cdot \mathrm{a}}\,,$$

wenn die Kapazitat eines Plattenkondensators $C = \frac{F}{4\pi \cdot a}$ und die Frequenz des Schwingungskreises $N = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}}$ ist Betragt bei einem Plattenabstand von 0,25 mm die Frequenz des Schwingungs-

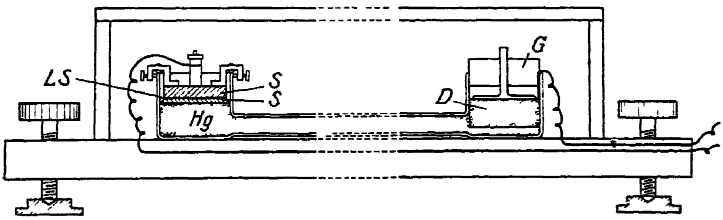


Fig. 45. Meßkondensator von J OBATA
S = Stahlplatte, LS = Luftspalt, D = Dämpfer aus Glas, G = Gummistopfer

kreises N = 50000 Hertz, so außert sich eine Abstandsänderung von d a = 0,001 mm in einer Änderung von d N = 100 Schwingungen pro Sekunde.

---

[1]) P. DUCKERT, ZS. f. Instrumentenkunde 46, 71. 1926.

Als Meßkondensator benutzte J. Obata[1]) einen Quecksilberspiegel mit einer gegenuberstehenden isolierten Metallplatte, deren Abstand mit Hilfe einer Mikrometerschraube eingestellt werden konnte. Um die Quecksilberschwingungen in dem Gefaß zu dampfen, anderte er den Meßkondensator in der in Fig. 45 dargestellten Weise ab. Er brachte noch ein zweites Gefaß an, das mit dem eigentlichen Meßgefaß durch ein Glasrohr verbunden und in dem ein Stempel aus Glas zur Dampfung der Schwingungen befestigt war. Der Stempel wurde durch einen Gummistopfen gehalten. Außerdem legte er auf die Quecksilberoberflache des Meßgefäßes eine Stahlplatte von 2 mm Dicke, die von drei kleinen Glasröhren gehalten wurde. Der Plattenabstand im Meßkondensator betrug 0,2—0,3 mm. Auf diese Weise erhielt J Obata Eigenschwingen von 0.3 sec bei einem Meßgefaß ohne und 6,2 sec mit einem zweiten Gefaß unter Verwendung eines Zwischenstuckes von 2 m

Auch Liechti[2]) verwandte als Meßkondensator einen Quecksilberhorizont, der zusammen mit einer Selbstinduktion einen an den Schwingungskreis angekoppelten Meßkreis bildete. Mit einem Spiegelgalvanometer registrierte er die bei gestorter Resonanz im Anodenstrom auftretenden Stromschwankungen, nachdem er vor Beginn der Messung den Anodenstrom auf die halbe Höhe der Resonanzkurve einreguliert hatte.

Gerdien, Pauli und Trendelenburg[3]) stellten eine vollstandig betriebssichere Versuchsanordnung zur Aufzeichnung von Erschutterungen zusammen. Diese bestand aus einem Wiechertschen Vertikalseismometer, das mit einem Meßkondensator verbunden war.

Speziell bei der Untersuchung der Maschinenschwingungen wurde das Kondensatormeßverfahren von Sachsenberg, Osenberg und Gruner[4]) und von Thoma[5]) bei umfangreichen Arbeiten angewandt

§ 4. Mikrophone.

Zum Schluß der Gruppe von Instrumenten, welche die Bodenbewegung direkt anzeigen, seien noch die Kohlemikrophone erwähnt. Jedes Mikrophon eignet sich zur Aufnahme von Bodenerschutterungen; nur ist dabei die Frage offen, wie weit man es mit einer reinen Schall-

[1]) J. Obata, Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan. 3. Series, Vol. **9**, 1. 1927.

[2]) P. Liechti, Beiträge zur Geophys. **23**, 213. 1929.

[3]) H. Gerdien, H. Pauli und F. Trendelenburg, ZS. f. techn. Phys. **10**, 374. 1929.

[4]) Sachsenberg, Osenberg und Gruner, ZS. d V. D. I. **72**, 469. 1928.

[5]) H. Thoma, ZS. d. V. D. I. **73**, 639. 1929.

bzw. Schüttelwirkung zu tun hat. Außerdem wird die Amplitude unter Umständen verzerrt wiedergegeben, da die Empfindlichkeit für die verschiedenen Frequenzen verschieden ist Ferner besitzt das Mikrophon einen Schwellenwert und hat keine lineare Charakteristik Wenn das zur Registrierung der Mikrophonstromschwankungen benutzte Galvanometer keine sehr hohe Eigenfrequenz hat, liegt eine weitere Fälschungsquelle hinsichtlich der Abbildungstreue bei verschiedenen Frequenzen vor. Soweit es sich jedoch um die Registrierung von Einsätzen handelt, haben sich die von Waetzmann[1]) während des Weltkrieges angegebenen Geophone gut bewährt (siehe Fig 46). Als Aufnahmeapparate werden sie von der Reichsanstalt für Erdbebenforschung seit 1926 verwandt Zur Aufnahme von Schallwellen aus dem Boden muß man wegen der geringen Schallhärte der Luft für eine genügend feste Kopplung sorgen, was durch Wasser leicht zu erreichen ist. In Fig 40 ist ein Film dargestellt, auf dem gleichzeitig mit den Schwingungen der Erschütterungsmesser die eines Mikrophons unter Zwischenschaltung eines Transformators und unter Verwendung eines Zeißschen Schleifengalvanometers aufgezeichnet worden sind. Daraus ist ersichtlich, daß das Mikrophon auf dieselben Schwingungen wie der vertikale Erschütterungsmesser reagiert hat, soweit es sich um die schnellen Schwingungen handelt, denn es stimmen die beiden Registrierungen in ihrem ersten Teil bis auf Unterschiede in der Vergrößerung der Amplituden vollkommen überein.

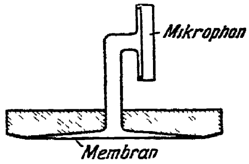


Fig 46. Waetzmannsches Geophon.

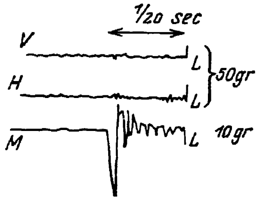


Fig. 47. Registrierung eines Schusses im Steinsalz in 70 m Entfernung mit einem Horizontal- und Vertikalerschütterungsmesser und mit einem Mikrophon.

Die Überlegenheit des Mikrophons gegenüber dem Erschütterungsmesser bei der Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen in festen Gesteinen zeigt Fig. 47. Trotz einer 20000fachen Vergrößerung der Erschütterungsmesser konnte wegen der großen Schallhärte des Steinsalzes bei Verwendung einer geringeren Sprengstoffmenge mit Hilfe eines Mikrophons ein etwa 15 mal größerer Ausschlag des Galvanometers erzielt werden.

§ 5. Geschwindigkeitsmesser.

Zur Aufzeichnung der Geschwindigkeit der Bodenbewegung werden ausschließlich galvanometrisch registrierende Seismometer verwandt.

---

[1]) E. Waetzmann, Naturwissensch. **15**, 401. 1927.

Die ersten Instrumente dieser Art wurden etwa gleichzeitig von GALITZIN[1]) und GRUNMACH[2]) entwickelt, die heute noch als Vorbild dienen. Von GALITZIN stammt die umfangreiche theoretische Be-

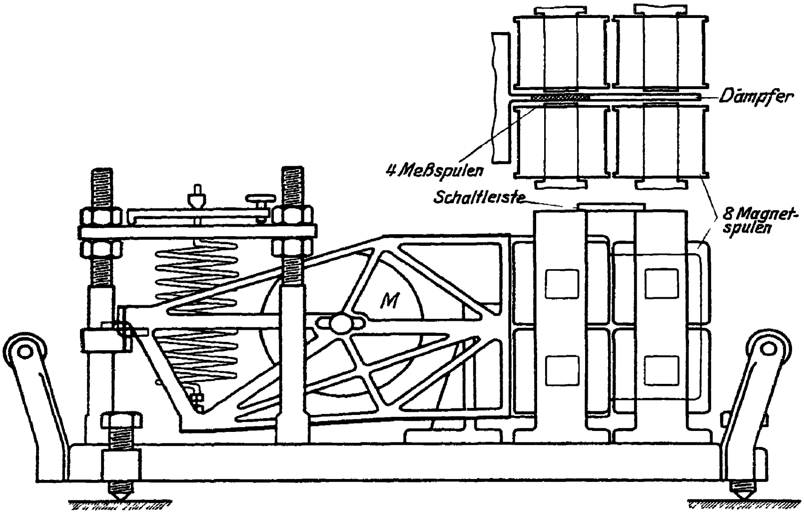


Fig 48. Vertikalinduktionserschütterungsmesser von G. REUTLINGER

handlung. Diese ist kürzlich von F. WENNER[3]) erweitert worden. Bei diesen Instrumenten werden eine oder mehrere an einem Pendel befestigte Spulen in einem starken Magnetfeld hin und herbewegt. Die

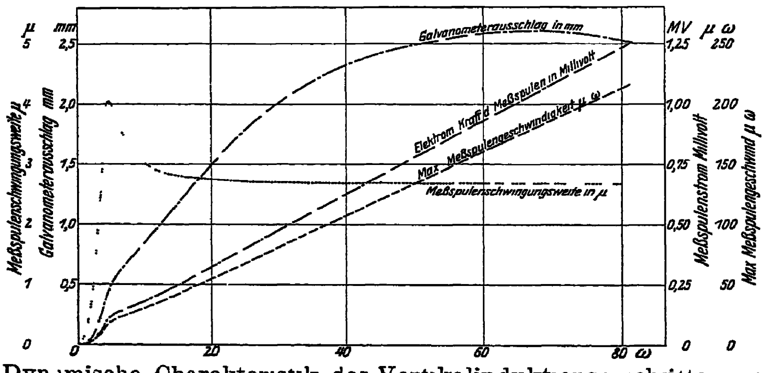


Fig 49. Dynamische Charakteristik des Vertikalinduktionserschütterungsmessers von G. REUTLINGER.

---

[1]) B. GALITZIN, Vorlesungen über Seismometrie, herausg. von O. HECKER, Leipzig 1914.

[2]) L. GRUNMACH, Phys. ZS. 10, 853. 1909; Experimentaluntersuchung zur Messung von Erderschütterungen. Berlin 1913.

[3]) F. WENNER, Bur. of Standards Journ. of Research 2, 963. 1929.

so erzeugten Induktionsstrome lenken ein Galvanometer ab. dessen Ausschlage dann der jeweiligen Geschwindigkeit der Pendelschwingung proportional sind. Die Dampfung wird entweder mit Hilfe des Galvanometerskreises oder durch eine besondere magnetische Dampfung bewirkt. L. GRUNMACH[1]) registrierte gleichzeitig die direkten Pendelbewegungen seines Horizontalpendels mit Hilfe eines Mikroskopes und die durch die Induktionsstrome hervorgerufenen Ablenkungen eines Saitengalvanometers. Er konnte damit den Nachweis fuhren, daß entsprechend der Theorie bei sinusformigerBewegung desHorizontalpendels die beiden Schwingungen vollkommen ubereinstimmen und daß dabei nur eine Phasenverschiebung von 90° auftritt Ist jedoch die Bewegung nicht sinusförmig, dann wird das Seismogramm schwer analysierbar.

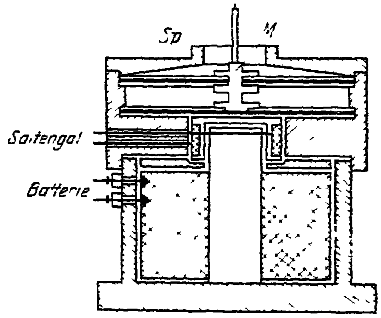


Fig 50. Meßschwinger von G REUTLINGER.

In neuerer Zeit beschaftigte sich vor allen G REUTLINGER[2]) mit der Konstruktion von Induktionsschwingungsmessern Die große Ausfuhrung zeigt Fig 48. Am Gittertrager ist eine vertikal stehende Aluminiumplatte befestigt, in welcher vier Meßspulen eingelassen sind Diese schneiden die Kraftlinien des inneren Magnetsystemes. Das freie Ende der Aluminiumplatte erzeugt beim Schneiden der Kraftlinien des außeren Magnetsystemes Wirbelstrome, die eine der Geschwindigkeit proportionale Dampfung bewirken. Aus der graphischen Darstellung der dynamischen Charakteristik in Fig. 49 ist die Abhangigkeit des Galvanometerausschlages von der Geschwindigkeit der Meßspulen im elektromagnetischen Felde ersichtlich. Die Schwingungsdauer T_0 betrug 0,31—0,11 sec.

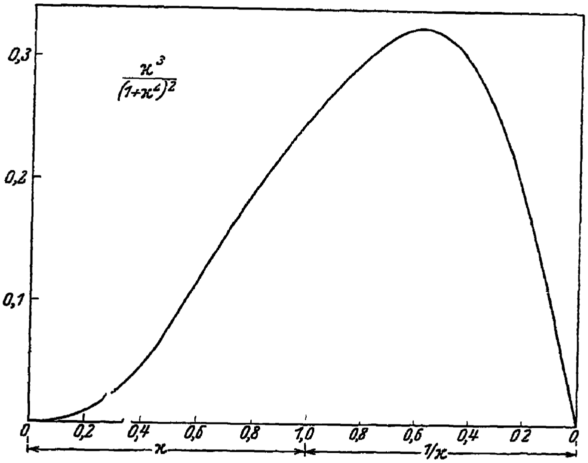


Fig. 51. Resonanzkurve galvanometrisch registrierender Erschutterungsmesser.

[1]) L. GRUNMACH, Experimentaluntersuchung zur Messung von Erderschutterungen. Berlin 1913.

[2]) G. REUTLINGER, Gerl. Beitr. z. Geoph. 24, 168. 1929.

G Reutlinger[1]) baute noch den sogenannten Meßschwinger (Klein-Erschutterungsmesser) (s. Fig. 50) mit einem Gewicht von 2,7 kg. Die schwingende Masse M wird von zwei Glimmermembranen gehalten und tragt die Spule Sp. Ohne Verstarkung betrug die unterste Grenze der meßbaren Beschleunigung 10 Milligal

Die Verwendbarkeit der galvanometrisch registrierenden Erschutterungsmesser wird dadurch vermindert, daß die Vergrößerung auch fur schnelle Schwingungen von dem Verhaltnis $\varkappa = \frac{T_0}{T}$ in starkem Maße abhangig ist, denn es ist die dynamische Vergroßerung $\frac{\mathfrak{V}}{V}$ proportional $\frac{\varkappa^3}{(1+\varkappa^2)^2}$, allerdings unter der vereinfachten Annahme, daß das registrierende Galvanometer und der Erschutterungsmesser dieselbe Eigenschwingung haben und beide auf kritische Dampfung ($\alpha = 1$) eingestellt sind Jedoch der wichtigste Punkt der galvanometrischen Registrierung geht aus der Fig. 51 hervor, in welcher $\frac{\varkappa^3}{(1+\varkappa^2)^2}$ in Abhangigkeit von $\varkappa$ gezeichnet ist. Zum Unterschied von Fig. 31 sieht man, daß die dynamische Vergroßerung auch fur schnelle Bodenschwingungen sehr rasch abnimmt. Es uberlagern sich hier die Empfindlichkeitskurven eines Erschutterungsmessers und eines Galvanometers; und ein Galvanometer gibt nur dann ein getreues Bild der periodischen Stromkurve, wenn seine Eigenschwingung sehr kurz ist. Das Maximum der Vergroßerung liegt bei einer Schwingung, deren Frequenz den doppelten Betrag der Eigenschwingung des Erschütterungsmessers hat. Diese Tatsache geht aus den Kurven hervor, mit deren Hilfe B Gutenberg[2]) den Nachweis fuhrte, daß kurzperiodische Galitzinpendel zur Registrierung von Nahbeben (Steinbruchsprengungen) geeignet sind. Ebenso liegt in Fig. 49 das Maximum des Galvanometerausschlages bei $\omega = \sim 60$, wahrend die Eigenkreisfrequenz $\omega_0 = \sim 30$ war.

§ 6. Beschleunigungsmesser.

Bei den Beschleunigungsmessern unterscheiden wir zwei Gruppen von Instrumenten. Die einen sprechen in dem Moment an, in dem eine vorher fest bestimmbare Beschleunigung erreicht oder uberschritten

---

[1]) G. Reutlinger, ZS. f. angew. Math. u Mech. 8, 455. 1928. siehe auch W. Hort und F. Hülsenkamp, Untersuchung von Spannungs- und Schwingungsmessern für Brücken. Berlin 1928.

[2]) B. Gutenberg, Beitr. zur Geophysik 22, 100. 1929; 25, 74. 1930.

worden ist, wahrend die zweite Gruppe den augenblicklichen Wert der Beschleunigung anzeigt. Als Grundtyp der ersten Art gilt der von L. Grunmach[1]) angegebene Apparat. Den nach seinen Angaben angefertigten vertikalen Beschleunigungsmesser zeigt Fig 52 schematisch. An dem Punkt A ist der Hebel mit der Masse M drehbar gelagert Die Kugel K ruht auf der plangeschliffenen Flache des vertikal verstellbaren Ambosses C. Mit Hilfe der Spannung einer Feder kann der Druck der Kugel auf den Amboß beliebig eingestellt werden. Die Spannung der Feder geschieht unter Benutzung einer Mikrometerschraube. Die Reibung der Achse A in ihrem Lager wird dadurch unschadlich gemacht, daß die Feder genau im Schwerpunkte S angreift Im Moment der Kontaktoffnung bei K gibt das Galvanometer einen Ausschlag. Dieser Moment tritt ein, sobald die auf das Instrument einwirkende Beschleunigung den Wert

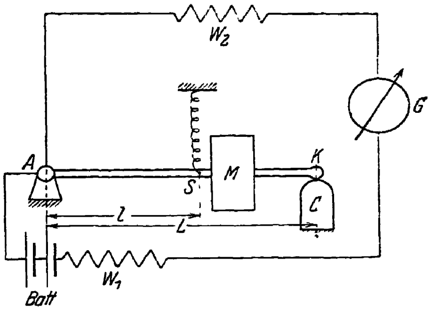


Fig. 52. Anordnung zur Messung vertikaler Beschleunigungen nach L. Grunmach

$$b = \frac{l \cdot L}{J} \cdot P_0 = C \cdot P_0$$

erreicht. Darin ist

P_0 = Druck an der Kontaktstelle K,
J = Tragheitsmoment der Hebelmasse bezogen auf die Drehachse,
l = Entfernung des Schwingungsmittelpunktes,
L = Entfernung des Drehpunktes von der Kontaktstelle
C = Instrumentenkonstante.

Je nach der eingestellten Federkraft sprachen die Grunmachschen Beschleunigungsmesser bei Beschleunigungswerten zwischen 1.0 und 1300 cm/sec² an Der gewunschte Beschleunigungswert wurde mittels einer Waageeichung eingestellt Mit Hilfe eines Magnetsystemes konnte sogar die Mikrometerschraube gedreht und damit die Ansprechbeschleunigung variiert werden, ohne daß man dazu an das Instrument selbst heran mußte. Damit war neben der Fernregistrierung auch die Ferneinstellung moglich.

---

[1]) L. Grunmach, Phys. ZS. 10, 853. 1909; Experimentaluntersuchung zur Messung von Erderschutterungen. Berlin 1913.

Beschleunigungsmesser nach Grunmachschen Muster benutzten LANGER und THOMÉ[1]). MAINKA[2]) lehnte die Verwendung von Federn ab und verwandte Hebel von verschiedener Lange mit verschiedenen Gewichten.

Die zweite Gruppe der Beschleunigungsmesser zeigt den Verlauf der Beschleunigung an. Unter Benutzung eines Piezoquarzes konstruierte GALITZIN[3]) einen Beschleunigungsmesser, wie er in Fig. 53 dargestellt ist. Es druckt die Masse M in der Richtung der einen elektrischen Achse des Quarzkristalles auf diesen. Dadurch werden die beiden dazu senkrechten Flachen, die parallel der optischen Achse sind positiv bzw. negativ aufgeladen. Indem man diese Flachen mit einem Metalluberzug versieht und die eine Flache erdet, kann man die elektrische Aufladung der anderen Fläche mit einem Elektrometer nachweisen und registrieren.

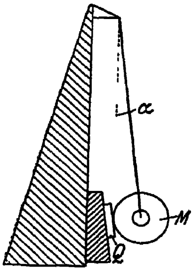


Fig. 53. Beschleunigungsmesser von B. GALITZIN. M = Masse, Q = Quarz

Der Druck auf den Kristall betragt bei einer Masse M, wenn noch eine Beschleunigung in der Richtung der x-Achse hinzukommt

$$P = M \cdot g \cdot \sin\alpha + M \cdot x'' \cdot \cos\alpha; \tag{6}$$

dann ist

$$p = M \cdot x'' \cdot \cos\alpha, \tag{7}$$

wenn wir $p = P - P_0$ und $P_0 = M \cdot g \cdot \sin\alpha$ setzen. Dem Elektrometerausschlag a moge der dem Druck p proportionale Ausschlag $k \cdot p$ entsprechen und wir erhalten

$$a = k \cdot p = k \cdot M \cdot x'' \cdot \cos\alpha \tag{8}$$

und für die Beschleunigung

$$x'' = A \cdot a, \tag{9}$$

wobei

$$A = \frac{1}{M \cdot k \cdot \cos\alpha} \tag{10}$$

ist. Es ist also der Elektrometerausschlag direkt proportional der Beschleunigung.

Diese Proportionalität zwischen Elektrometerausschlag und Beschleunigung wies GALITZIN dadurch nach, daß er die Bewegung einer

---

[1]) LANGER und THOMÉ ZS. d. V. d. I. 72, 1561. 1928.

[2]) C. MAINKA, ZS. f. Geophys. 2, 140. 1926.

[3]) B. GALITZIN, C. R. 161, 281, 304. 1915; Proc. Roy. Soc A 95, 492. 1919.

Untersuchungsplatte auf einen berußten Papierstreifen und die Elektrometerausschlage des auf der Platte stehenden Instrumentes gleichzeitig photographisch registrierte

Nach den Untersuchungen von O. WOOD[1]) besitzt Seignettesalz eine piezoelektrische „Konstante", die 300—1500mal so groß wie die des Quarzes, aber fur jeden Kristall etwas anders ist Unter Verwendung von einem Dreirohrenverstarker kam er zu Vergroßerungen von einigen Millionen

Ein Kondensatormikrophon, nach WENTE[2]) in einer Hochfrequenzschaltung (s. S. 262) verwandte J OBATA[3]) zur Aufzeichnung von Beschleunigungen Einer Duralu-

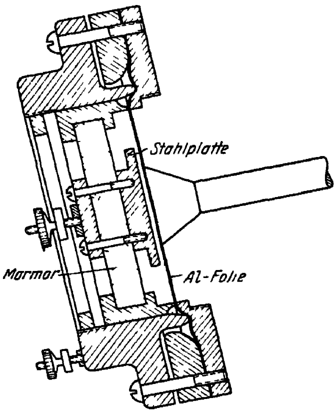


Fig 54. Kondensatormikrophon nach J OBATA

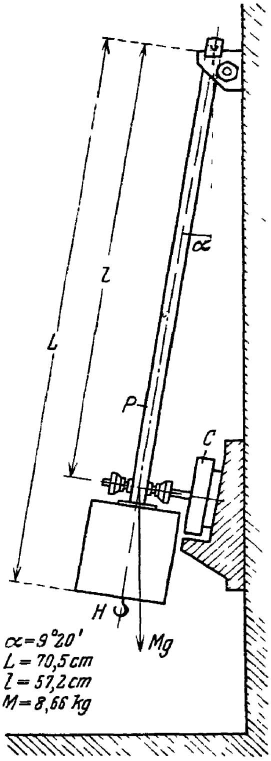


Fig. 55. Beschleunigungsmesser von J. OBATA

miniummembran von 0,02 mm Dicke stand als Gegenplatte eine solche aus Stahl in einem Abstand von 0,03 mm gegenuber (s Fig 54). Die Stahlplatte war auf einer Marmorscheibe befestigt. Das zugehorige Pendel zeigt Fig. 55. Mit Hilfe eines Zusatzgewichtes kann

[1]) O. WOOD, Bulletin of the Seismological Society of America 11, 15. 1921; vgl. auch J KLUGE und H. E. LINCKH, Piezoelektrische Messungen von Druck- und Beschleunigungskraften. ZS d. V. D. I. 73, 1311 1929.

[2]) GEIGER-SCHEEL, Handbuch d. Phys. Bd. VIII, S 559.

[3]) J OBATA, Proc. of the Physico-Mathematical Society of Japan 3. Series. 9, 83. 1927.

man den Druck des Pendelgewichtes auf die Membran steigern und damit den Apparat eichen Dies geschieht folgendermaßen. Durch das am Haken H befestigte Zusatzgewicht von der Masse m gebe das die Kapazitatsanderungen registrierende Galvanometer den Ausschlag a_1. Dann ist unter Berucksichtigung, daß jetzt die Kraft in Richtung der y-Achse wirkt nach Formel (6)

$$a_1 = k \cdot m \cdot g \cdot \sin\alpha \; \frac{L}{l} \tag{11}$$

und

$$k = \frac{a_1 \cdot l}{m \cdot g \cdot \sin\alpha \cdot L}. \tag{12}$$

Unter Verwendung von Formel (10) bekommen wir dann fur die Konstante A

$$A = \frac{m \cdot g \;\; L}{a_1 \cdot M \cdot l} \cdot \tan\alpha\,. \tag{13}$$

Wir können also den Proportionalitatsfaktor aus den Dimensionen des Apparates und einer Eichung bestimmen

Was die Empfindlichkeit anbetrifft, so wurde bei Obata durch ein Zusatzgewicht von 500 g ein Saitengalvanometerausschlag (Wollastondraht Φ 0,01 mm, $T_0 = {}^1/_{50}$ sec) von 30 mm hervorgerufen. Mit den Werten aus Fig. 55 erhält man fur die Konstante A

$$A = 0{,}0039\,g$$

und damit die Beschleunigung x''

$$x'' = 0{,}0039 \cdot g \cdot a\,.$$

Es entspricht also im vorliegenden Falle dem Ausschlag von einem Millimeter eine Beschleunigung von ${}^1/_{2500}$ g oder von 0,4 cm/sec^2

§ 7. Eichung von Erschütterungsmessern.

Äußerst wichtig ist es, daß man sich jederzeit auch uber die dynamischen Eigenschaften der beschriebenen Instrumente Klarheit verschaffen kann, wobei die Amplituden und Frequenzen der erregenden Bewegung bekannt und in weiten Grenzen veränderlich sein mussen. Dies geschieht mit Hilfe von sogenannten Schutteltischen oder Schwingungsplatten, wie sie von Galitzin[1]) und Mainka[2]) angegeben worden sind.

[1]) B. Galitzin, Verhandlungen der 4. internationalen Seismologischen Konferenz Manchester, 188, 1911.

[2]) C. Mainka, Veroffentlichungen des Zentralbureaus der Internationalen seismologischen Assoziation, Straßburg 1909

Dabei werden die Schwingungen des erregenden Teiles und des erregten Apparates getrennt registriert. Aus dem Unterschied der gleichzeitigen Aufzeichnung beider Bewegungen ist es leicht möglich, sich ein Bild zu machen, wie weit die Seismometeraufzeichnung mit der Bodenbewegung übereinstimmt.

In neuester Zeit wurde nach den Angaben von W. HORT[1]) ein Schütteltisch zur Erzeugung von horizontalen Bewegungen konstruiert. Dieser ist durch eine Pleuelstange mit einem Kurbelgetriebe verbunden. Auf diese Weise lassen sich durch Regulierung der Umlaufzahl des Antriebmotors regelmäßige sinusförmige Bewegungen herstellen, deren Schwingungszahlen durch Stromregulierung im Nebenschluß und Anker in weiten Grenzen variierbar sind. Die Bewegung des Tisches wird durch Registrierung der Kreuzkopfbewegung bestimmt.

Eine vertikale Schwingungsplatte ist von REUTLINGER[2]) beschrieben worden. Diese Platte wurde federnd aufgehängt und hatte an ihrer unteren Seite einen Motor, der zusammen mit einem Vorgelege durch exzentrisch angebrachte Massen die in weiten Grenzen veränderlichen Schwingungen der Platte bewirkte. Die Umdrehungszählung wurde stroboskopisch vorgenommen. Die Schwingungsweite der Platte wurde unter Verwendung eines Mikroskopes abgelesen.

Auf die mit Hilfe der beiden Apparaturen aufgenommenen dynamischen Charakteristiken einer ganzen Reihe von Schwingungsmessern (siehe z. B. Fig. 49 S. 266) sei besonders hingewiesen.

DRITTES KAPITEL.

Seismische Bodenforschung.

§ 1. Allgemeines.

Mit Hilfe der seismischen Bodenforschung ist es möglich, sich durch die experimentelle Bestimmung der elastischen Konstanten der von den künstlich hervorgerufenen Erschütterungen durchlaufenen geologischen Schichten und der Laufzeit einen Einblick in die Art und die Lagerungsverhältnisse dieser Schichten zu verschaffen. Zur Bestimmung der Konstanten können die einzelnen Elemente einer elastischen Welle — Laufzeit, d. h. die Zeit, die zwischen der Erregung und der Ankunft

---

[1]) W. HORT und F. HÜLSENKAMP, Untersuchung von Spannungs- und Schwingungsmessern für Brücken. Berlin 1928.

[2]) G. REUTLINGER, Eine experimentelle Überprüfung der Theorie der Schwingungsmesser. Gerl. Beiträge z. Geophys. 24, 207. 1929.

der Welle am Beobachtungsort verflossen ist, ihre Periode und die Großen der Amplituden — herangezogen werden. Praktisch wird jedoch in der Regel die Laufzeit verwandt. Die Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen in den verschiedenen Bodenarten zur Deutung dieser Schichten ist nicht neu. Schon MALLET und ABBOT[1]) verwandten kunstliche Erdbeben, die zu diesem Zwecke durch Explosionen veranlaßt waren, wahrend MILNE[1]) fallende Gewichte benutzte. Langvorbereitete Versuche wurden bei großen Sprengungen von O. HEKKER[2]) und E WIECHERT[3]) angestellt. Ferner wiesen auf die Bedeutung der seismischen Untersuchungen fur die geologische Forschung VON DEM BORNE[4]) und GALITZIN[5]) hin. Schließlich gab FESSENDEN[6]) eine Methode an, mit Hilfe von Schallwellen, die von einem Schallsender in einem mit Wasser gefüllten Bohrloch erzeugt wurden, mit Empfangsgeraten in anderen Bohrlochern aufzunehmen. Aus dem Unterschied der Registrierungen konnte er dann einen Schluß auf die zwischen Sender und Empfänger liegenden Einlagerungen ziehen. Besonders erfolgreich fur die Erforschung der Lagerungsverhaltnisse der obersten geologischen Schichten, von denen man sonst nur durch Bohrlocher Aufschluß erhielt, war die von L. MINTROP[7]) ausgebaute Methode des sogenannten Laufzeitkurvenverfahrens.

Das Laufzeitkurvenverfahren besteht darin, daß man einen Empfangsapparat — Erschütterungsmesser oder Mikrophon — aufstellt und den Ausgangspunkt der elastischen Wellen — z. B. die Explosionsstelle — systematisch verlegt. Ist man darauf angewiesen, nur an einer Stelle sprengen zu konnen, muß man jedesmal einen Umbau der Empfangsapparatur vornehmen. Man tragt dann die zwischen Sprengmoment und Ankunft der Wellen vergangenen Zeiten in Abhangigkeit von der Entfernung graphisch auf und erhalt so die Laufzeitkurven. Durch Vergleich mit der Theorie kann man dann sowohl auf die elastischen Eigenschaften der durchlaufenen Schichten als auch auf die Lagerungs- und Tiefenverhaltnisse schließen.

---

1) R. AMBRONN, Methoden der angewandten Geophysik, S 181. 1926

2) O. HECKER, Gerl. Beiträge zur Geophysik 4, 98. 1900; 6, 87. 1904.

3) E. WIECHERT und K. ZOEPPRITZ, Gottinger Nachrichten 415, 1907.

4) G. v. D. BORNE, Gerlands Beitrage 9, 378. 1908.

5) B. GALITZIN, Vorlesungen uber Seismometrie, herausgegeben von O. HEKKER, Leipzig 1914.

6) U. S. A.-Pat. 1240328, 1917; GUTENBERG, Lehrbuch der Geophysik 582, 1926.

7) L. MINTROP, D. R. Pat. 304317 vom 17. Mai 1917; Erforschung von Gebirgsschichten und nutzbaren Lagerstatten nach dem seismischen Verfahren. Hannover 1922.

§ 2. Technik der seismischen Bodenforschung.

Ehe wir auf das Laufzeitkurvenverfahren selbst eingehen, wollen wir die Technik der Messung noch etwas näher betrachten.

Was den Registrierapparat betrifft, so muß man, wie wir sehen werden, die Forderung stellen, daß die Einsätze mit einer Genauigkeit, die größer als eine Tausendstel Sekunde ist, sicher registriert werden können. Dieser Forderung genügt der auf Seite 258 beschriebene Registrierapparat.

a) Sprengmoment.

Auch der Sprengmoment muß mit der oben genannten Genauigkeit festgelegt werden können. Bei den ersten Versuchen über die Ausbreitung elastischer Wellen im Boden wurde dieser aus dem mit aufgezeichneten Luftschall berechnet. Wegen der durch die verschiedenen Einflüsse auf die Schallgeschwindigkeit in Luft bedingten Unsicherheit registriert man heute den Moment der Sprengung zusammen mit den Welleneinsätzen auf ein und denselben Film in der folgenden Weise. Ein Ruhestrom fließt durch eine um die Sprengladung S (s. Fig. 56) gelegte Drahtwindung und lenkt ein Saitengalvanometer oder einen Spiegel ab. Diese Ablenkung hört im Moment des Zerreißens des Drahtes auf. Dabei ist darauf zu achten, daß auch das Anzeigeinstrument — z. B ein abgelenkter Spiegel — möglichst trägheitslos reagiert, denn ein verzögerter Sprengmoment gibt zu kurze Laufzeiten und zu große Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, es ist im Zweifelsfalle der längeren Laufzeit die größere Wahrscheinlichkeit zuzuschreiben. In der beigegebenen Schaltskizze Fig. 56 wird der Sprengmoment gleichzeitig mit dem transformierten Mikrophonstrom von demselben Galvanometer, welches die elastischen Wellen registriert, aufgezeichnet (s. Film in Fig. 40). Will man mehrere Sprengungen hintereinander aufnehmen, ohne eine Verlegung der Ruhestromleitung vornehmen zu müssen, so schaltet man die Leitungen um die einzelnen Sprengladungen mit entsprechenden Widerständen parallel.

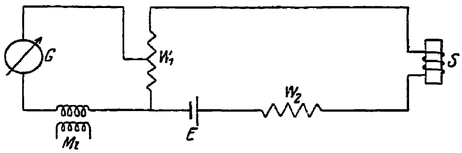


Fig. 56 Schaltskizze zur Registrierung des Sprengmomentes
S = Sprengladung, E = Element
$W_1 W_2$ = Widerstände, G = Registriergalvanometer.
Mi = Mikrophontransformator

Zur drahtlosen Übertragung des Sprengmomentes eignen sich die Resonanzrelais[1]). Eine Beschreibung der Relais, wie sie von der

---

[1]) R. Köhler, ZS. f. Geophys. 4, 225. 1928.

Reichsanstalt fur Erdbebenforschung verwandt werden, befindet sich auf S. 239 Bei Storung des Ruhestromkreises wird der Sender verstimmt und am Empfangsort gibt bei einer Veranderung des eingestellten Überlagerungstones die vom Relais gezeichnete Kurve (s Fig 22) einen scharfen Abriß.

b) Zeitmarkierung.

Um die Laufzeit auf dem Film bequem ablesen zu konnen, werden Zeitmarken mit aufgedruckt Diese konnen so erzeugt werden, daß die Unruhe einer Uhr oder ein schwingendes Blattfederpendel einen Lichtstrahl alle funftel Sekunden unterbricht. Ferner benutzt man Funkendurchschlage[1]), die durch einen hochtransformierten Strom verursacht werden, der auf der Primarseite des Induktors von einem Stimmgabelunterbrecher gesteuert wird. Die Zeitmarken befinden sich dann an einer Seite des Filmes, und es mussen zur parallaxenfreien Auswertung besondere Vorsichtsmaßregeln getroffen werden. Die einwandfreiesten Zeitmarken hinsichtlich der Genauigkeit sind heute nur mit Hilfe eines Geißlerrohres in Verbindung mit einem Stimmgabelunterbrecher (s. S. 259) zu erzielen.

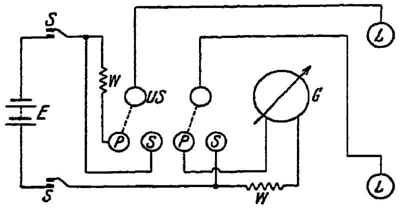


Fig. 57. Sprengkiste.
E = Batterie, W = Widerstand 1000 Ω, G = Galvanometer, US = Umschalter (P Prüfen, S Sprengen), S = Druckschalter, L = Leitungsklemme

c) Zündung[2]).

Bei der Ausfuhrung von seismischen Arbeiten im Gelande muß der Moment der Auslösung der Zündung der Sprengladung genau bestimmt werden konnen. Es kommt hierbei nur die elektrische Zundung in Frage, bei der eine unbeabsichtigte Nachzündung bei etwaigen „Versagern“ ausgeschlossen ist. Um vor jedem Schuß die Sprengleitung selbst noch prufen zu konnen, wurde eine „Sprengkiste“ in der Reichsanstalt fur Erdbebenforschung zusammengestellt, deren Schaltung aus der Fig. 57 zu entnehmen ist. Vor jeder Sprengung wird die Sprengleitung mit einem Strom geprüft, der weit unter der Größe des erforderlichen Zundstromes liegt und ein empfindliches Galvanometer G zum Ausschlagen

---

[1]) O. v. Schmidt, ZS. f. Geophys. 4, 134. 1928.

[2]) Auf die gesetzlichen Vorschriften, die den Umgang mit Sprengstoff regeln, soll hier nicht eingegangen werden.

bringt. Mit Hilfe eines Umschalters U S wird die Galvanometerleitung ausgeschaltet und beim gleichzeitigen Drücken der beiden Druckschalter S erfolgt die Zündung. In dieser zweifachen Unterbrechung liegt noch ein Sicherheitsfaktor hinsichtlich des Gefahrenmomentes einer unbeabsichtigten Zündung. Die Stromquelle E im Innern des Kastens besteht aus zwei bis vier Taschenlampenbatterien. Auf diese Weise wird eine unbedingt sichere Zündung gewährleistet und der Verbrauch von photographischem Registrierpapier wird bei telephonischer bzw. funkentelegraphischer Angabe des Sprengzeitpunktes auf ein Minimum beschränkt.

§ 3. Geometrische Seismik als theoretische Grundlage des Laufzeitkurvenverfahrens[1]).

a) Allgemeines.

Unter der Annahme eines geologischen Zweischichtenproblems bestehen, falls die Entfernung nicht zu klein ist, für die Wellen drei Möglichkeiten, vom Herd der Erregung S zum Empfangsort E zu gelangen. In Fig. 58 sind diese drei Fälle mit den zugehörigen Laufzeitkurven aufgetragen. Dabei setzen wir voraus, daß sich infolge der Homogenität der Schichten die elastischen Wellen nach allen Seiten geradlinig ausbreiten. Je nach den Annahmen über den Mechanismus der Ausbreitung wird einer der drei Fälle in Frage kommen. Wir beschäftigen uns zunächst mit dem Wege, auf dem die Wellen in der kürzesten Zeit von S nach E gelangen können und betrachten die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen als der schnellsten Wellen einer elastischen Schicht (Fig. 58b). Die Frage, inwieweit es sich dabei wegen der oberflächlichen Ausbreitung um reine Longitudinalwellen handelt, lassen wir offen. Bei Annahme der kürzesten Zeit gilt ganz allgemein das Brechungsgesetz und der Satz, daß die jeweilige Tangente an die Laufzeitkurve in dem Punkte in der

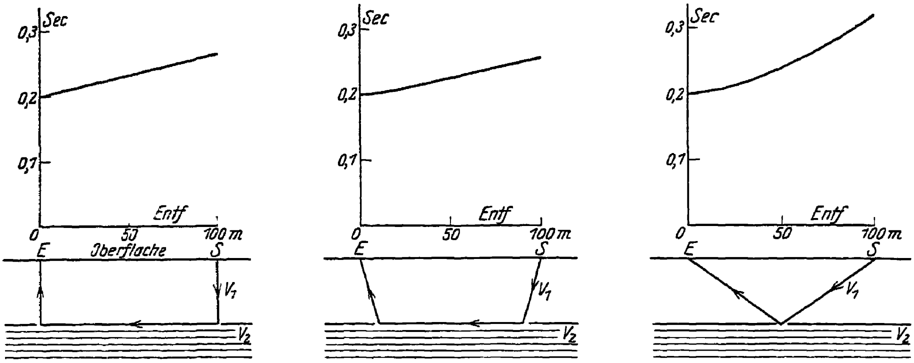
[1]) E. Wiechert, Geol. Rundschau 17, 339. 1926; R. Ambronn, Methoden der angewandten Geophysik S. 151—189, 1926; O. Meisser und H. Martin, ZS. f. Geophys. 3, 106. 1927, W. Schweydar und H. Reich, Gerl. Beitr. z. Geophys. 17, 121. 1927, H. Reich, Sitzungsber. d. Preuß. Geol. Landesanstalt S. 147, 1927; G. Angenheister, ZS. f. Geophys. 3, 28. 1927; M. Hannemann, ZS. f. prakt. Geologie 35, 168, 181. 1927; B. Gutenberg, Lehrbuch der Geophysik S. 582, 1927; O. v. Schmidt, ZS. f. Geophys. 4, 134. 1928; A. Sieberg, Geologische Einführung in die Geophysik, Jena 1927; O. Barsch, Jahrb. d. Preuß. Geol. Landesanstalt 49, 327. 1928; D. C. Barton, The Seismic Method of Mapping Geologic Structure Technical Publication, August 1928. American Institute of Mining and Metallurgical Engineers, O. Meisser, Beiträge zu einer experimentellen Seismik. Veröff. d. Reichsanstalt f. Erdbebenforschung, Heft 9, Jena 1929.

Entfernung x die Geschwindigkeit des Strahles für den Scheitelpunkt der Bahn gemaß

$$v_{\text{Scheitel}} = \frac{\partial x}{\partial T} \text{ (s. S. 219)}$$

darstellt.

Bei Annahme von zwei homogenen Schichten sind die Strahlbahnen und die Laufzeitkurven Geraden und damit die Scheitelgeschwindigkeit für alle Punkte in der halben Entfernung zwischen S und E gleich.



a b c

Fig. 58. Die Laufzeitkurven bei verschiedenen Wegen der elastischen Wellen

Die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen in der Deckschicht sei v_1 und in der Grundschicht v_2, wobei $v_1 < v_2$ sei.

Zur Behandlung des allgemeineren Falles moge die Grundschicht gegen die Erdoberfläche unter dem Winkel α geneigt sein (siehe Fig. 59).

Die Bezeichnungen sind der Fig. 59 zu entnehmen. Fur die Welle, die langs der Erdoberfläche läuft, ist die Laufzeit fur die Entfernung $SE = x$

(1) $$T_1 = \frac{x}{v_1}$$

Unter Benutzung des Brechungsgesetzes ist die kurzeste Laufzeit des Strahles, der langs der Grundschicht lauft

(2) $$T_{2T} = \frac{1}{v_1}\left[2\,h_1 \cdot \cos\alpha \cdot \cos i + x \cdot \sin(i - \alpha)\right],$$

wobei

(3) $$h_2 = h_1 - x \cdot \tan\alpha$$

und

(4) $$\sin i = \frac{v_1}{v_2}$$

als maßgebende Größen in die Zwischenrechnung eingehen. Wird „bergab“ (α negativ) geschossen, so ist in Formel (2) h_1 durch h_2 mittels (3) zu ersetzen und wir erhalten

$$\text{(2a)} \qquad T_{2-} = \frac{1}{v_1}[2\,h_2 \; \cos\alpha \cdot \cos i + x \cdot \sin(i+\alpha)]$$

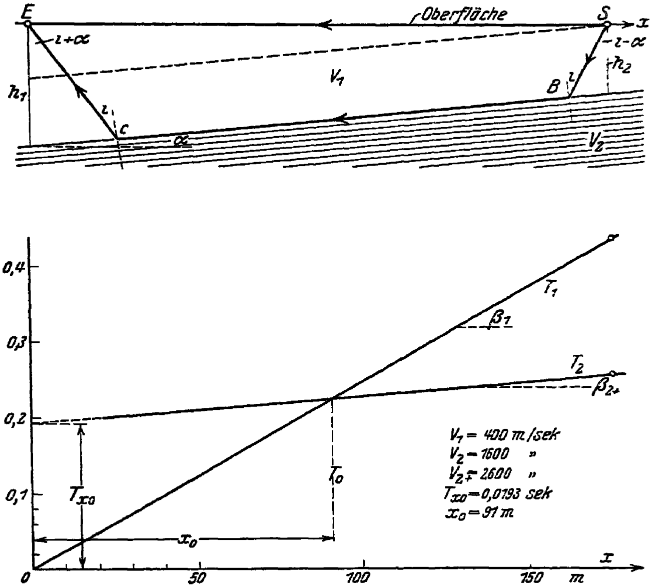


Fig. 59. Laufzeitkurven bei geneigter Grundschicht

Aus den Laufzeitkurven sind uns die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten für v_1 und v_{2+} bzw. v_{2-} gegeben durch

$$\tan\beta_1 = \frac{1}{v_1}$$

$$\text{(5)} \qquad \tan\beta_{2+} = \frac{1}{v_{2+}} = \frac{d\,T_{2+}}{d\,x} = \frac{\sin(i-\alpha)}{v_1}$$

$$\tan\beta_{2-} = \frac{1}{v_{2-}} = \frac{d\,T_{2-}}{d\,x} = \frac{\sin(i+\alpha)}{v_1}.$$

Daraus ergeben sich für das Steigen und Fallen der Grundschicht die vorgetäuschten Geschwindigkeiten (Scheingeschwindigkeiten[1]))

$$\text{(6)} \qquad v_{2+} = \frac{v_1}{\sin(i-\alpha)}$$

$$v_{2-} = \frac{v_1}{\sin(i+\alpha)}.$$

---

[1]) O. v. Schmidt, ZS. f. Geophys. 4, 134. 1928.

Den Winkel $90^0 - (i \pm a)$ bezeichnen wir als Emergenzwinkel und sein Kosinus ist gleich dem Verhaltnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der obersten Schicht dividiert durch die an der Oberflache gemessene Scheingeschwindigkeit der Grundschicht.

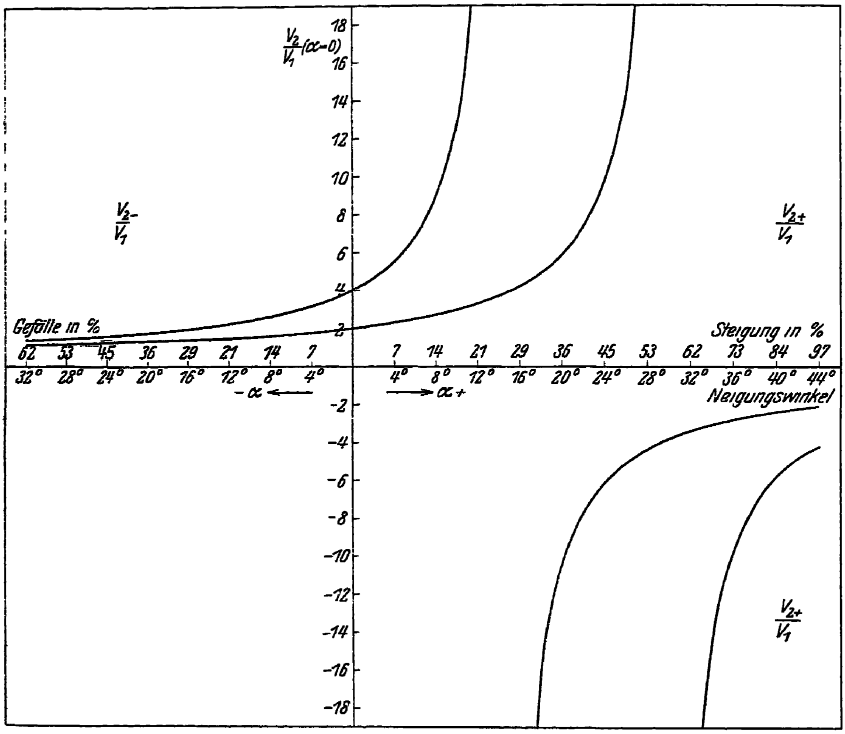


Fig 60. Abhängigkeit der Scheingeschwindigkeit der elastischen Wellen vom Neigungswinkel der Grundschicht.

Einen Überblick über die Abhängigkeit der Scheingeschwindigkeiten vom Neigungswinkel α (Formel 6) gibt Fig. 60. Sie ist das Bild der Funktion

$$f\left(\frac{v_2^*}{v_1}\right) = \frac{1}{\sin(i - \alpha)} \tag{7}$$

wobei für v_2^* bei positiven Werten vom Neigungswinkel v_{2+} und bei negativen Werten v_{2-} zu setzen ist. Das für geologische Aufschlüsse gesuchte Geschwindigkeitsverhältnis $\frac{v_2}{v_1}$ für horizontale Schichtenlagerung ergibt sich aus dem Schnittpunkt der Kurven mit der Ordinate für $\alpha = 0$. Aus der Fig. 60 geht hervor, daß bei einem Geschwindigkeits-

verhältnis von $\frac{v_2}{v_1} = 4$ — ein Verhältnis, welches in der Praxis sehr oft vorkommt und welches den Fig. 58 und 59 zugrunde gelegt ist — schon bei einem Neigungwinkel von 7° die Scheingeschwindigkeit v_{2-} den doppelten Wert von v_2 hat. Auch das Unendlichwerden der Geschwindigkeit beim Abschießen eines steigenden Profils zeigt Fig 60, ein Fall der für $i = \alpha$ eintritt. Wenn der Neigungswinkel $\alpha > i$ ist, dann erhalten wir eine negative Scheingeschwindigkeit. Dieser Fall bedeutet für die Laufzeitkurve, daß mit wachsender Entfernung zwischen Sender und Empfänger die Laufzeiten immer kürzer werden Endlich sei noch bemerkt, daß man für die Grundschicht nur solange eine Laufzeitkurve erhält, wie

$$v_{2-} > v_1$$

ist, d. h. solange

$$i + \alpha < 90^0 \text{ und damit } \sin(i + \alpha) < +1$$

ist.

Im Falle $i + \alpha = 90^0$ berühren die Kurven $\frac{v_{2-}}{v_1}$ die Gerade $\frac{v_2}{v_1} = 1$, der sie sich asymptotisch nähern. Dieser Fall hat jedoch praktisch keine Bedeutung.

Man kann auch **ohne** die Kenntnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen in der Deckschicht die Geschwindigkeit v_2 in der Grundschicht angenähert bestimmen. Es muß allerdings das Profil vor- und rückwärts geschossen sein, wodurch dann die Scheingeschwindigkeiten v_{2+} und v_{2-} bekannt sind. Aus den Formeln

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{1}{\sin i} \quad v_{2+} = \frac{v_1}{\sin(i - \alpha)} \quad v_{2-} = \frac{v_1}{\sin(i + \alpha)}$$

erhalten wir

$$v_2 = \frac{2 \cdot \cos\alpha \cdot v_{2+} \cdot v_{2-}}{v_{2+} + v_{2-}} = \sim \frac{2 \cdot v_{2+} \cdot v_{2-}}{v_{2+} + v_{2-}}. \tag{8}$$

Der Fehler, den wir dadurch machen, daß wir $\cos\alpha = 1$ setzen, beträgt bei einem Neigungswinkel von 10° erst 1,5 %.

b) Tiefenbestimmung.

Die Tiefe h_1 der Grenzfläche zwischen Grundschicht und Erdoberfläche unter dem Empfangsort E zu ermitteln, bieten sich zwei Wege. Die Laufzeitkurven für T_{2+} bzw. T_{2-} schneiden die Ordinate bei einem

bestimmten Werte T_{x_0}. Da fur diesen Punkt die Entfernung $x = 0$ ist, erhalten wir aus (2) und (2a) den gleichen Wert

$$(9) \qquad h = \frac{T_{x0}}{2} \cdot \frac{v_1}{\cos \alpha \cdot \cos i} .$$

Bei der Entfernung x_0 (siehe Fig. 59) haben die Laufzeiten fur T_1 und T_{2+} denselben Wert T_0. Dieser Wert ist gegeben durch den Schnittpunkt der beiden Laufzeitkurven Bei steigender Grundschicht ergibt sich aus (1) und (2)

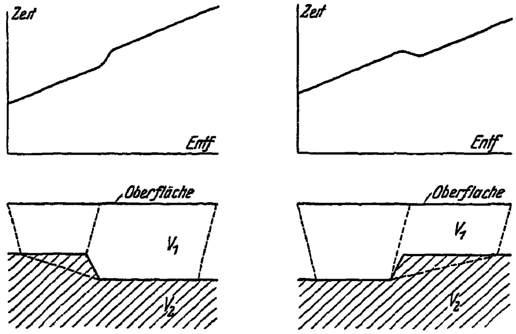


Fig. 61. Veränderung der Laufzeitkurve bei einer Stufe in der Grundschicht.

$$(10) \qquad h = \frac{x_0 [1 - \sin(i - \alpha)]}{2 \cdot \cos \alpha \cdot \cos i} .$$

Bei fallender Schicht ist α durch $-\alpha$ zu ersetzen.

Liegt die Grundschicht parallel zur Erdoberflache, so erhalt man die entsprechenden Tiefenformeln fur h durch Einsetzen von $\alpha = 0$.

Bei mehr als zwei Schichten leitet man die entsprechenden Formeln durch Wiederholung des Rechenverfahrens ab, wie dies von Barsch, Barton und Meisser[1]) getan worden ist.

c) Stufe.

Fig. 61 zeigt schematisch die Laufzeitkurven, wenn die Grundschicht ihre Höhe um Δ h andert. Bei großerer Entfernung der Schußstelle und des Empfängers besteht die Laufzeitkurve aus zwei Geraden, die an der Sprungstelle eine Ordinatendifferenz von

$$(11) \qquad \Delta T = \frac{\Delta h}{v_1} \left(1 + \frac{v_1}{v_2}\right)$$

ergeben. Auch einen Schluß auf die Größe des Boschungswinkels können wir aus der Lange der Unstetigkeit beim Übergang der Laufzeitkurve von der einen in die andere Gerade ziehen.

d) Profilkonstruktion.

Mit Hilfe der abgeleiteten Formeln ist es möglich, zu jedem Profil die theoretischen Laufzeitkurven zu zeichnen, wie dies von Barton, Gutenberg und Hannemann[1]) ausgeführt worden ist.

[1]) Siehe S. 277 d. A.

Kennt man die Geschwindigkeit der elastischen Wellen in der Deck- und Grundschicht, so ist man in der Lage, aus der Laufzeitkurve stückweise das angenäherte Profil der Grundschicht zu ermitteln[1]). Dabei soll aus der Teilgeschwindigkeit

$$\frac{x_2 - x_1}{T_2 - T_1} = v_2^* = f \cdot v_2$$

der Profilwinkel α berechnet werden Aus Formel (6) erhalten wir

$$(12) \qquad f = \frac{v_1}{v_2 \cdot \sin(i - \alpha)} = \frac{\eta}{\eta \cdot \cos\alpha - \sqrt{1 - \eta^2} \cdot \sin\alpha} = \frac{v_2^*}{v_2}$$

wenn wir $\frac{v_1}{v_2} = \eta$ setzen Dafür schreiben wir

$$(13) \qquad f \cdot \cos\alpha - f \cdot \frac{\sqrt{1 - \eta^2}}{\eta} \cdot \sin\alpha = 1.$$

Diese Gleichung bringen wir mit der Geraden

$$(14) \qquad y - a x - c = 0$$

in Beziehung, wobei

$$c = \frac{1}{f}, \quad \tan\varphi = a = \frac{\sqrt{1 - \eta^2}}{\eta},$$

$$x = \sin\alpha \text{ und } y = \cos\alpha$$

gesetzt wurde. Man erhält dann eine Schar von

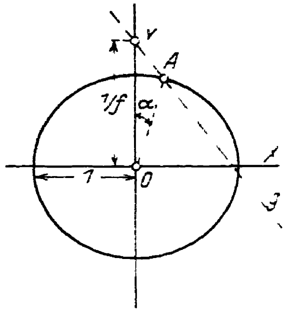


Fig 62.

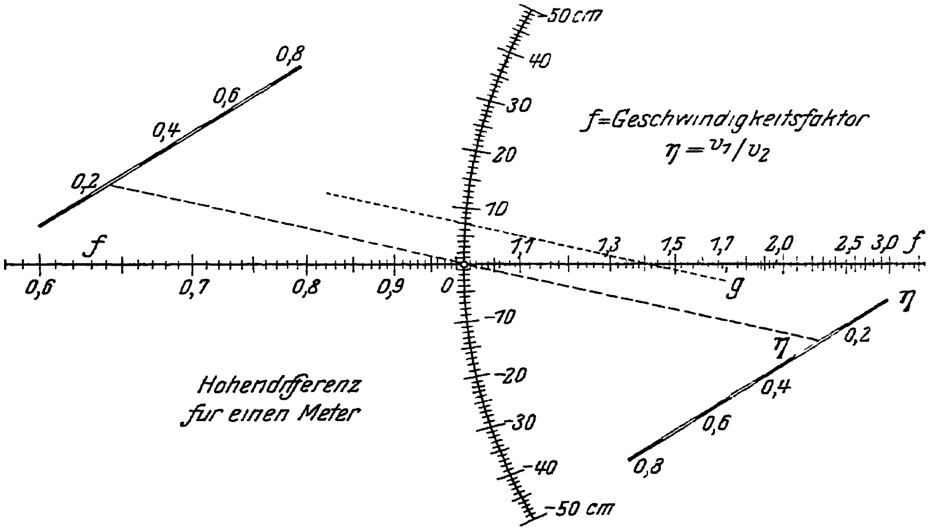


Fig. 63. Nomogramm zur Profilberechnung aus Laufzeitkurven.

---

[1]) O. Meisser und H. Martin, ZS. f. Geophys. 3, 106. 1927.

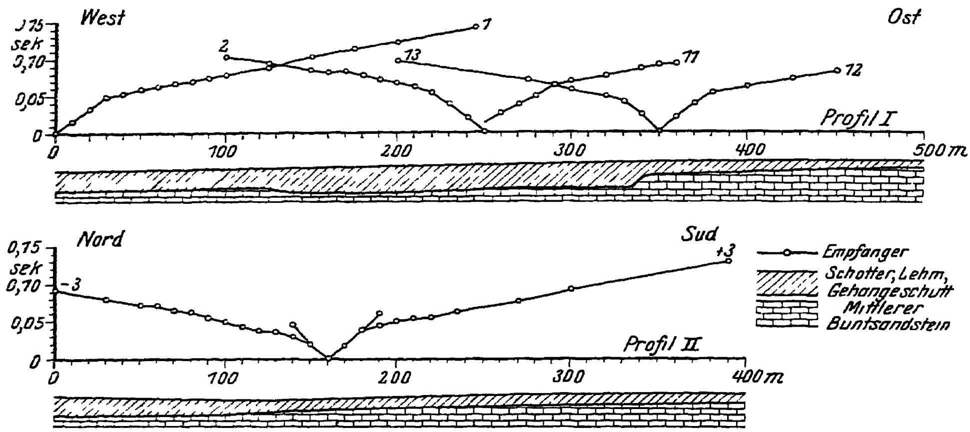


Fig. 64. Laufzeitkurven und geologische Profile bei Lobeda bei Jena.

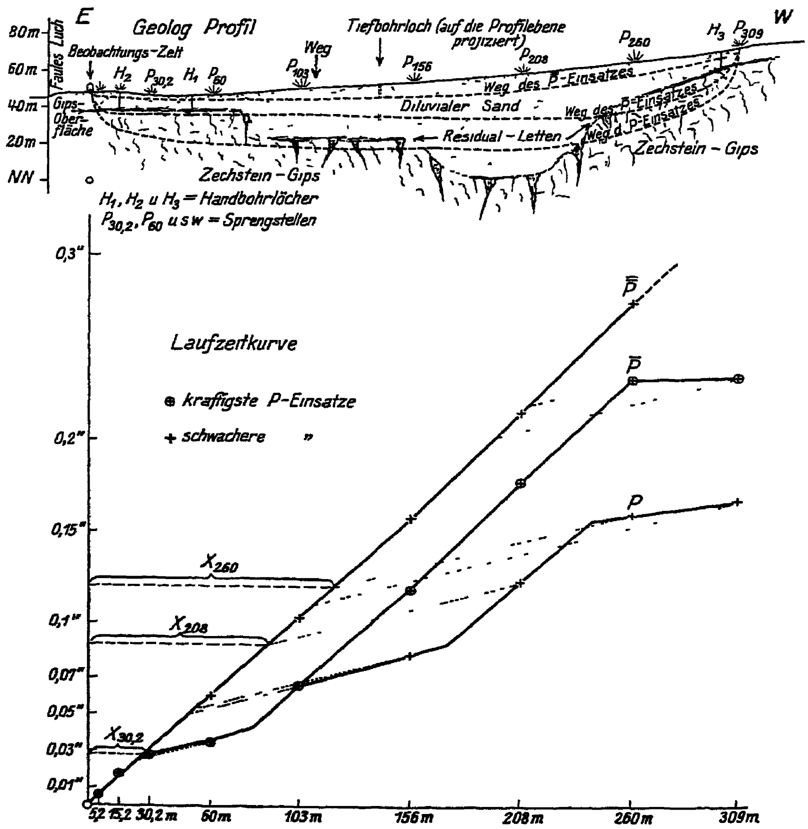


Fig. 65. Laufzeitkurven und geologisches Profil bei Sperenberg.
(Nach SCHWEYDAR und REICH.)

Geraden (siehe Fig. 62), deren Neigung durch den Wert von η bestimmt ist, sie schneiden die Ordinatenachse jeweils in $\frac{1}{f}$ und den um den Koordinatenanfang beschriebenen Einheitskreis in A. so daß $A\hat{O}Y = \alpha$ ist. Fig. 63 zeigt ein auf den obigen Überlegungen beruhendes Nomogramm. Man ziehe durch den betreffenden Wert von f eine Gerade g parallel $O\eta$ und erhalt auf der Kreisskala sofort die Hohendifferenz für eine Strecke von 1 m. Fig. 64 zeigt zwei Profile, welche mit Hilfe der dargestellten Laufzeitkurven konstruiert wurden. Ebenso gibt Fig 65 ein von SCHWEYDAR und REICH[1]) mit Hilfe von Laufzeitkurven ermitteltes Profil wieder.

§ 4. Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen.

In der Tabelle 1 (s. S 287) sind die Geschwindigkeiten elastischer Wellen zusammengestellt, wie sie bei Gesteinen in naturlicher Lagerung

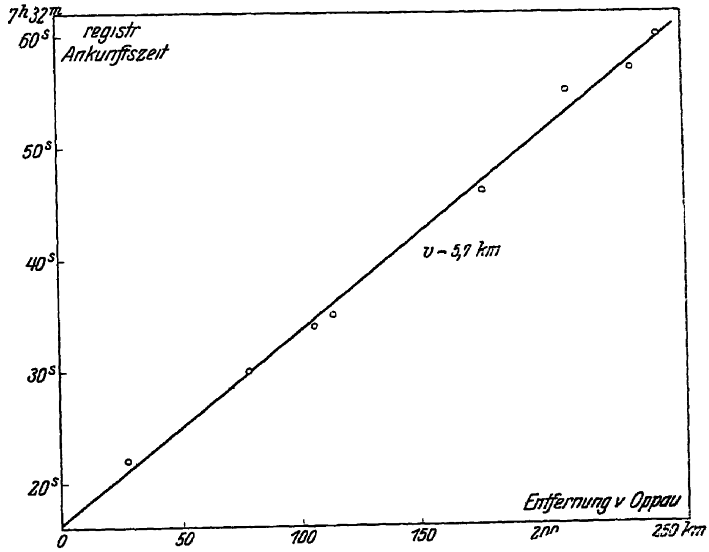


Fig. 66 Laufzeitkurve der Einsätze der Longitudinalwellen der Explosion von Oppau.

und bei den geologischen Ablagerungen mit Hilfe des seismischen Verfahrens gemessen worden sind Bei den großen Geschwindigkeiten handelt es sich sicher um Longitudinalwellen. wahrend das bei den lockeren Ablagerungen nicht ohne weiteres sicher ist. Dabei sind nur

---

1) W. SCHWEYDAR und H. REICH, Gerl. Beitr. z. Geophys. 17, 121. 1927.

solche Werte berucksichtigt, wie sie durch die Aufnahme von Laufzeitkurven erhalten worden sind.

a) Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Longitudinalwellen im Grundgebirge.

Zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der elastischen Wellen im variszischen Grundgebirge[1]) sind einmal die Aufzeichnungen der Erdbebenwarten herangezogen worden, die die Explosion von Oppau registriert haben. In Fig. 66 ist die Laufzeitkurve gezeichnet. Dabei sind als relative Ordinaten die von O Hekker[2]) angegebenen Einsatzzeiten und als Entfernung die von G. Krumbach[3]) berechneten Werte verwandt worden Aus Fig. 66 geht hervor, daß etwa der Wert 5,7 km/sec in Frage kommt.

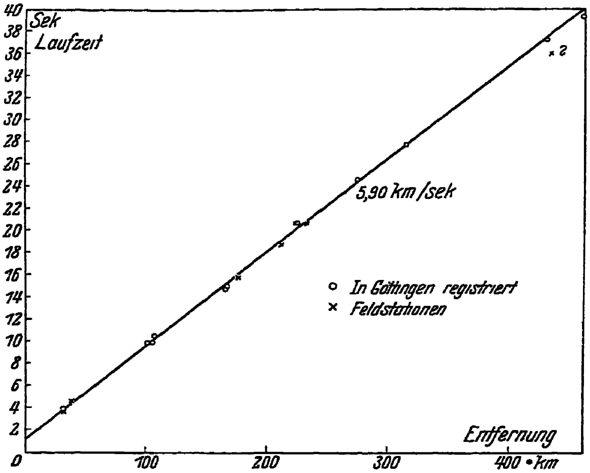


Fig. 67. Gottinger Laufzeitkurve aus Sprengungen

Andererseits geben die Registrierungen von Steinbruchsprengungen, wie sie unter der Leitung von E. Wiechert[1]) und nach seinem Tode von B. Brockamp und K. Wolcken[4]) gewonnen worden sind, ein gutes Bild von der Geschwindigkeit der Longitudinalwellen im Grundgebirge. Die Beobachtungsergebnisse sind in Fig. 67 graphisch wiedergegeben (Gottinger Laufzeitkurve). Gewonnen sind sie mit Hilfe des Zweimillionenseismometers in Gottingen und teilweise mit Feldapparaturen (Vergroßerung bis 800000), wobei die einzelnen Sprengungen sich auf einen Sektor von über 180° um Gottingen herum verteilten. Die Laufzeitkurve geht sicher nicht durch den Nullpunkt und gibt fur die Fortpflanzungsgeschwindigkeit 5,90 km/sec. Aus dem Ordinatenabschnitt läßt sich je nach den Annahmen über die Fortpflanzungs-

[1]) E. Wiechert, Geologische Rundschau 17, 339. 1926.

[2]) O. Hecker, Die Explosionskatastrophe von Oppau, Veroffentl. d. Reichsanstalt f. Erdbebenforschung, Heft 2, Jena 1922.

[3]) G. Krumbach, ZS. f. Geophys. 2, 30. 1926.

[4]) B. Brockamp und K. Wolcken, ZS. f. Geophys. 5, 159, 163. 1929.

Tabelle 1

Gestein	V m/sec	Autor
Basalt (Rhon) in einer Tiefe von 710 m	5060	MEISSER und MARTIN[1])
Salz (Rhon) in einer Tiefe von 710 m	4450	,,
Salzgesteine der Salzdome von Texas	4700—5200	D. C. BARTON[2])
Salz (Salzhorste Texas) . .	5500	M. HANNEMANN
Muschelkalk (Rudersdorf) .	4300	SCHWEYDAR und REICH
Bausandstein (Jena) . .	3430	MEISSER und MARTIN
Unterer Muschelkalk (Wellenkalk Jena)	2640	,, [3])
Mittlerer Buntsandstein (Jena) .	2000—2800	,,
Gipsgestein (Sperenberg) . .	3500	SCHWEYDAR und REICH
Grauwacke (Collm) . . .	~ 3000	MEISSER und MARTIN[3])
Septarienton (Juterbog) . . .	1900	G. ANGENHEISTER
Ton, Mergel (Geiseltal). . .	1670	MEISSER und MARTIN[3])
Braunkohle (Geiseltal)	1000	,, [3])
Diluvialer Sand (Kummersdorf) .	1430	O HECKER[4])
	1000	SCHWEYDAR und REICH
,, ,, (Rudersdorf)	~ 1000	,,
,, ,, (Sperenberg)	1752	A v. SCHMIDT
	930	SCHWEYDAR und REICH
,, ,, (Luneburger Heide)	1600	A. v. SCHMIDT
Lockerer Gehangeschutt (Jena)	600—820	MEISSER und MARTIN
Loß (Jena und Geiseltal) . .	375—400	,, [3])
Sand (Kummersdorf) . . .	205—240	O. HECKER[4])
,, (Juterbog)	190	G. ANGENHEISTER
,, (Jena, Saalewiesen) je nach dem Grundwasserstand . .	200—250	MEISSER und MARTIN[2])[3])
,, (Eckernforder Strand) . .	250	,, [3])

geschwindigkeit in der Deckschicht eine Tiefe von 1,5—2,5 km ableiten. Schreibt man die geringen Abweichungen der gemessenen Laufzeiten von der eingezeichneten Kurve der geologischen Verschiedenheit des Grundgebirges zu, so liegen für die einzelnen Gebiete die Werte zwischen 5,55 und 6,28 km/sec. Eine Moglichkeit der Prüfung dieser Werte wird erst dann gegeben sein, wenn bei großen Sprengungen in

---

[1]) O. MEISSER, ZS. f. Geophys 6, 21. 1930.

[2]) Soweit nicht besonders vermerkt, sind die Angaben der auf Seite 277 in der Anmerkung zusammengestellten Literatur entnommen.

[3]) Noch nicht veröffentlicht.

[4]) O. HECKER, Gerl. Beiträge z. Geophys. 4, 98. 1900; 6, 87. 1904.

den verschiedenen Richtungen mit Hilfe eines dichten Netzes von Beobachtungsstationen in Profillinien (entsprechend dem bei Luftschallmessungen angewendeten Verfahren, siehe S. 243) Laufzeitkurven aufgenommen worden sind. Auf diese Weise wird sich auch entscheiden lassen, wie weit die aus Nahbeben im Alpengebiet bestimmte Geschwindigkeit[1]) von etwa 5,4 km/sec den Tatsachen entspricht. Sollte sich ein solcher Wert ergeben, so konnte daraus eine Verschiedenheit in den elastischen Eigenschaften des Grundgebirges in Abhangigkeit von seiner geographischen Lage abgeleitet werden.

b) Schichtschwingungen und Emergenzwinkel.

Wir hatten bei der Berechnung der Laufzeitkurven und der Tiefe angenommen, daß die ersten Einsätze der elastischen Wellen dem kurzest möglichen Wege folgen sollten. Aus der Uberlegung, daß auf dem beschriebenen Wege nur sehr wenig Energie zur Oberflache gelangen kann, schließen W. SCHWEYDAR und H. REICH[2]) und mit ihnen G ANGENHEISTER[3]) und O BARSCH[4]), daß die ersten Einsatze Schwingungsvorgange darstellen, die dadurch zur Oberflache kommen, daß die Explosion die Grundschicht in Schwingungen versetzt. Diese Schwingungen pflanzen sich dann langs der Oberflache dieser Schicht fort und erregen ihrerseits die daruberliegende Deckschicht. Eine Stutze dieser Annahme bilden die von W SCHWEYDAR und H. REICH gemessenen Emergenzwinkel von 90°.

Ferner weist O. BARSCH darauf hin, daß es ohne die Annahme des senkrechten Einfalles der Erregungsenergie nicht möglich ware, Schichten zu durchschießen, deren Schallharte geringer als die der darüber liegenden ist. Jedoch sind noch keine Meßergebnisse bekannt geworden, wo dies in praxi möglich gewesen ist.

Praktisch wird sich der Unterschied der Wege (siehe Fig. 58a und b) in der Tiefenbestimmung nur dann auswirken, wenn die Geschwindigkeiten in der Deck- und Grundschicht nicht sehr verschieden sind. Dies geht aus den Laufzeiten der beiden Wege hervor:

$$\text{Fall Figur 58a} \quad T = \frac{2h}{v_1} + \frac{x}{v_2}$$

$$\text{Fall Figur 58b} \quad T = \frac{2h}{v_1}\sqrt{1-\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2} + \frac{x}{v_2} \quad [\text{Formel (2) für } \alpha = 0].$$

---

[1]) B. GUTENBERG, Handbuch der Geophysik 4, 221. 1929.
[2]) W. SCHWEYDAR und H. REICH, Gerl. Beitr. z. Geophys. 17, 121. 1927.
[3]) G. ANGENHEISTER, ZS. f. Geophys. 3, 28. 1927.
[4]) O. BARSCH, Jahrb. d. Preuß. Geol. Landesanst. 49, 327. 1928.

Diese Laufzeiten unterscheiden sich nur durch den Faktor

$$\sqrt{1-\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2}, \text{ der fur } \frac{v_1}{v_2}=\frac{1}{4} \quad 0\ 97 \text{ betragt.}$$

Außer einer weiteren Angabe uber Emergenzwinkel von sicher nicht ganz 90°, die O. MEISSER[1]) gemacht hat, liegen keine Beobachtungsergebnisse vor. Solange aber nicht einwandfrei feststeht, wie der Ausbreitungsvorgang im einzelnen vor sich geht, ist der Zeitunterschied in den Werten der beiden Annahmen eventuell als Unsicherheitsfaktor bei der Auswertung einzusetzen.

c) Perioden.

Auch der Mechanismus fur das Zustandekommen der Perioden ist noch nicht geklart; denn der Schuß als solcher ist ja noch kein periodischer Vorgang, wie sich an Schussen in Wasser (s. Fig 68) zeigen ließ

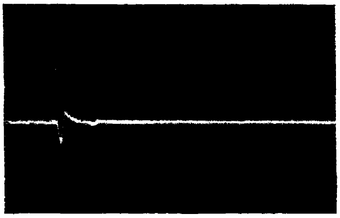


Fig 68. Schwache Sprengladung in Wasser
Große 1 1

Einmal werden die Perioden den Schichtschwingungen zugeschrieben Auf der anderen Seite nimmt O MEISSER an, daß die Perioden durch das Ubereinanderliegen dunner Schichten zustande kommen, deren Geschwindigkeiten sich nur um geringe Betrage unterscheiden.

Experimentell steht von den in den obersten Schichten (Deckschicht) gelaufenen Wellen fest, daß ihre Periode abhangig von der Entfernung und der Starke der Ladung ist (O. MEISSER). Andererseits zeigten G. ANGENHEISTER und W. SCHNEIDER[2]), daß die Amplitude der naturlichen Eigenschwingungen durch eine periodische Erregung verstarkt werden konnen, die Perioden dabei aber wenig verandert werden

Bei den in der Grundschicht gelaufenen Wellen laßt die Dicke der Deckschicht fur die Perioden einen Einfluß vermuten (Messungen von W. SCHWEYDAR und H. REICH) Die Hubertschen[3]) Ergebnisse lassen einen Schluß auf die Abhangigkeit der Periode von der Große der Energie fallender Gewichte nicht zu, während eine Zunahme der Periode um 0,006 sec bei einer Sprengung von 110 g Schwarzpulver 0,7 m tief eingegraben gegenuber der Schwingungserregung durch eine Walze von 117 kg und einer Fallhohe von 10,7 m wahrscheinlich war.

[1]) O MEISSER, Beiträge zu einer experimentellen Seismik, Veröff. d. Reichsanstalt f. Erdbebenforschung, Heft 9, Jena 1929.

[2]) G ANGENHEISTER und W SCHNEIDER, ZS. f. techn. Phys. 9, 115. 1928.

[3]) F. HUBERT, ZS. f. Geophys. 1, 197. 1924/25.

§ 5. Eisseismik.

Fortpflanzungsgeschwindigkeiten.

Besonders erfolgreich ist das seismische Verfahren zur Bestimmung der Dicke des Eises von Gletschern verwandt worden Die ersten

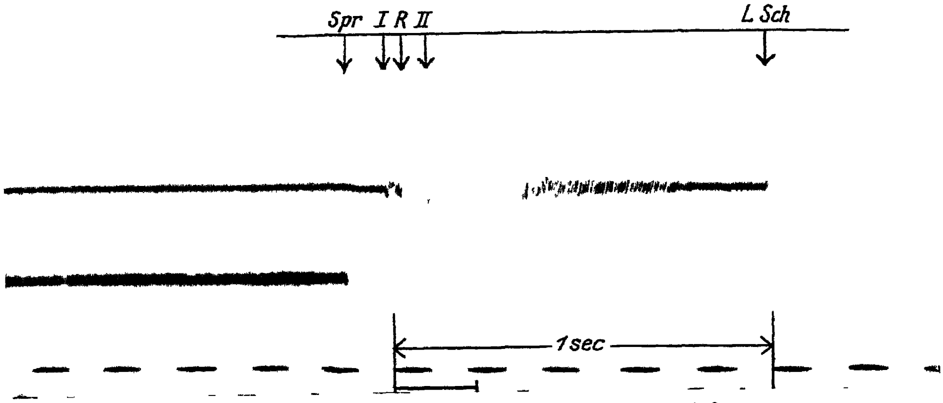


Fig 69. Zungeneisseismogramm vom Hintereisferner (Nach H. Mothes umgezeichnet)
Spr = Sprengmoment, I = Einsatz der longitudinalen Wellen, R = Einsatz der reflektierten Wellen, II = Einsatz der transversalen Wellen, L Sch = Luftschall

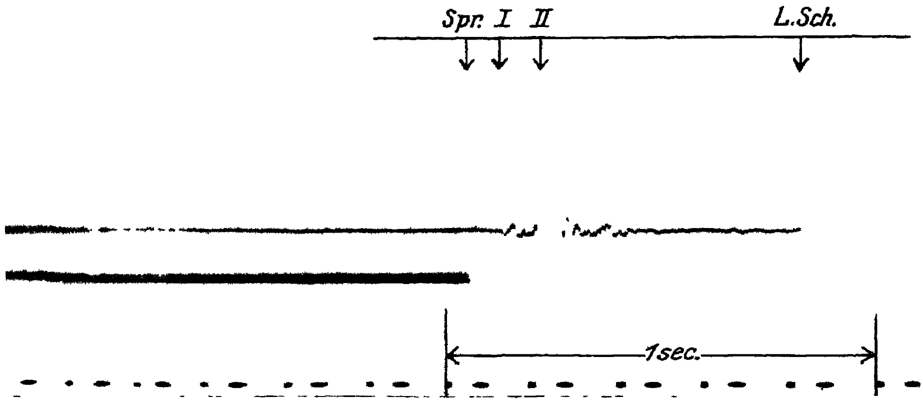


Fig. 70. Firneisseismogramm vom Hintereisferner 1928. (Nach H. Mothes)

Messungen wurden 1926 von H Mothes[1]) auf dem Hintereisferner ausgefuhrt. Die Eisdicke dieses Gletschers und sein Bodenprofil ist durch die mühevollen Vermessungen und Stromungsbeobachtungen

[1]) H. Mothes, ZS f. Geophys. 3, 121. 1927.

von H. HESS[1]) bekannt, auf dessen Veranlassung außerdem einige Bohrungen niedergebracht worden sind Im Sommer 1928 wurden auf dem Hintereisferner nochmals Messungen von H MOTHES[2]), O MEISSER und H MARTIN[3]) vorgenommen, wobei solche auf dem Zungeneis und

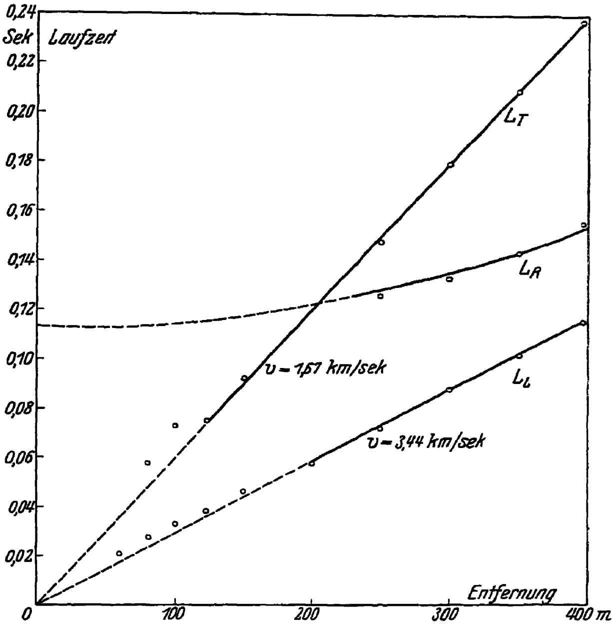


Fig 71. Laufzeitkurven der Jenaer Untersuchungen vom Hintereisferner.

L_L = Laufzeit der Longitudinalwellen,
L_R = „ „ Reflexionswellen
L_T = „ „ Transversalwellen

im Firnschnee angestellt wurden. Weiterhin wurde die unbekannte Gletschereistiefe unter dem Konkordiaplatz (Gr. Aletschgletscher) von MOTHES[2]) bestimmt, dessen Apparatur dann von E SORGE und LOEWE[4]) bei der Wegenerschen Gronlandexpedition im Sommer 1929 Verwendung fand.

Typische Bilder eines Zungeneis- und eines Firneisseismogramms, wie sie MOTHES erhalten hat, zeigen Fig. 69 und 70.

---

1) H. HESS, ZS. f. Gletscherkunde 13, 145. 1924.
2) H. MOTHES, ZS. f. Geophys. 5, 120. 1929.
3) Noch nicht veroffentlicht.
4) E. SORGE, ZS. f Geophys. 6, 22. 1930.

Über die erreichbare Genauigkeit bei Messungen im Eis in bezug auf die Laufzeiten geben die Jenaer Meßergebnisse[1]) Auskunft. Es handelte sich dabei um den Mothesschen Standort I auf dem Hintereisferner, wo die Messungen 1928 kurz hintereinander stattfanden. Die Laufzeiten sind aus Fig 71 zu entnehmen und wurden mit dem auf S. 259 beschriebenen Registrierapparat ebenso wie die Mothesschen mit einem Vertikalseismometer gewonnen Infolge der großen Zeitgenauigkeit, mit der die Laufzeiten bestimmt werden können, geht daraus hervor, daß wir es im vorliegenden Falle nicht mit einem ganz einheitlichen Medium zu tun gehabt haben; denn zwischen 0 und 200 m haben wir erhebliche Abweichungen der Werte von den Laufzeitkurven, die nicht auf Beobachtungsfehler zurückgeführt werden können Aus Fig. 71 erhält man für die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen zwischen 200 und 400 m 3,44 km/sec Es hat den Anschein, als ob diese Geschwindigkeit zwischen 100 und 200 m etwas höher wäre Die Geschwindigkeit der Transversalwellen ist 1,67 km/sec. In der Tabelle 2 sind die gemessenen und berechneten Werte für die Laufzeiten unter Verwendung von v = 3,44 km/sec zusammengestellt.

Tabelle 2

Entfernung m	berechnete Laufzeit sec	gemessene Laufzeit sec	berechn — gem Laufzeit sec
200	0,0581	0,0572	+ 0,0009
250	0.0727	0,0718	+ 0,0009
300	0,0872	0,0880	— 0,0008
350	0,1017	0,1020	— 0,0003
396	0,1151	0,1154	— 0,0003

Die Abweichungen sind also kleiner als $\pm 1 \cdot 10^{-3}$

Zum Vergleich seien die Mothesschen Werte für dasselbe Profil aufgeführt.

Tabelle 3

Entfernung m	gemessene Laufzeit sec	Geschwindigkeit m/sec
300	0,086	3490
300	0,083	3610
400	0,113	3540

Die Unterschiede in den Laufzeiten und damit in den Fortpflanzungsgeschwindigkeiten sind bedingt durch die geringen Abweichungen von einigen Tausendstel Sekunden. Deshalb ist die auf Seite 275 auf-

[1]) Noch nicht veröffentlicht.

gestellte Forderung, Einsatze mit einem Fehler von unter $1 \cdot 10^{-3}$ Sekunden messen zu konnen, nicht unberechtigt. Denn zur Ermittlung der Laufzeit sind Sprengmoment und Welleneinsatz zu bestimmen

Einen Uberblick uber die bisher gemessenen Geschwindigkeiten der longitudinalen und transversalen Wellen in Gletschereis und Firnschnee gibt die folgende Tabelle 4, worin auch die Poissonsche Konstante mit aufgefuhrt ist.

Tabelle 4

Ort	Jahr	v_L m/sec	v_T m/sec	$\frac{v_L}{v_T}$	Poissonsche Konstante	Beobachter
Hintereisferner Eis	1926	3400	1600	2,12	0,36	MOTHES
	1928	3600	1690	2,13	0,36	MOTHES
		3440	1670	2,06	0,35[1])	MEISSER u MARTIN
Konkordiaplatz ,,	1929	3570	1670	2,14	0,36	MOTHES
Gronland ,,		3490	1700	2,06	0,35	SORGE u LOEWE
Hintereisferner Firn	1928	3140	1350			MOTHES
Gronland ,,	1929	3180	1550[2])			SORGE u LOEWE

Wie weit der Unterschied in den Werten durch die Beschaffenheit des Eises bedingt ist, mussen weitere Messungen entscheiden Beobachtungen an Profilen auf See-Eis, wie sie von R KOHLER[3]) angestellt worden sind, haben ergeben, daß in anisotropem See-Eis drei Raumwellen mit den Geschwindigkeiten von $v = 3{,}2$ 2,7 und 2,2 km/sec und in isotropem See-Eis solche mit $v = 3{,}2$ und 1,7 km/sec auftraten

Eistiefe.

Bei der Eisseismik sind die aus den Laufzeiten berechneten mit den aus anderen Beobachtungen gesicherten Gletschertiefen nur dann in Einklang zu bringen, wenn wir das Brechungsgesetz als gultig voraussetzen. In Figur 58b moge die Entfernung S E etwa von der Große der Tiefe der Grundschicht sein. Dann geht der Fall II (Fig 58b) in den Fall III (Fig. 58c) uber. Wir haben ja ganz allgemein mit direkter Reflexion zu rechnen, solange

$$x \leq 2 \cdot h \tan i \leqq 2h \cdot \frac{v_1}{\sqrt{v_2^2 - v_1^2}} \tag{10}$$

[1]) Hier handelt es sich um die Werte eines Profiles, wahrend die anderen Werte aus Messungen an verschiedenen Stellen gewonnen sind, ohne daß sich jedoch eine Abhangigkeit des Geschwindigkeitswertes vom Beobachtungsort ergeben hatte

[2]) In Gronland wurden im Firn Fortpflanzungsgeschwindigkeiten bis herunter zu 1630 bzw. 675 m/sec festgestellt

[3]) R. KOHLER, ZS. f. Geophys. 5, 314. 1929

ist. Unter der Annahme einer Parallelität von Oberfläche und Grundschicht ist die Laufzeit T_R der reflektierten Welle

$$(11)\qquad T_R = \frac{\sqrt{x^2 + 4\,h^2}}{v_1}$$

und die Tiefe

$$(12)\qquad h = \frac{\sqrt{T_R^2 \cdot v_1^2 - x^2}}{2}.$$

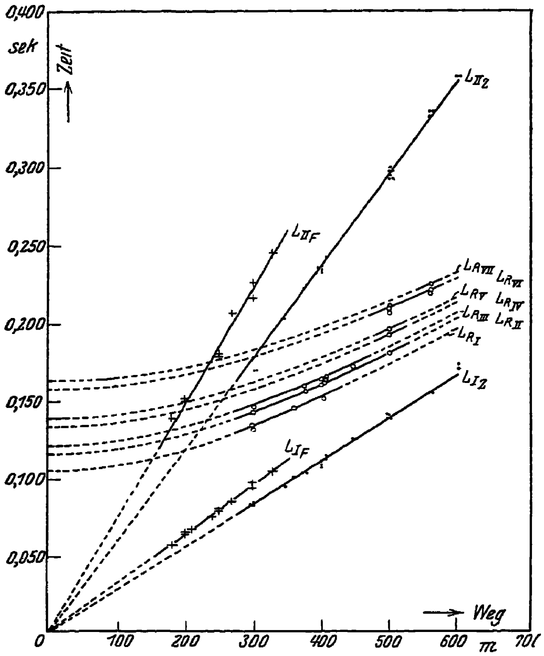


Fig. 72. Laufzeitkurven der Untersuchungen vom Hintereisferner. (Nach H. MOTHES).
L_Z = Laufzeitkurve der Wellen im Zungeneis,
L_F = „ „ „ „ Firn

In diesem Falle ist die Laufzeitkurve der von der Grundschicht reflektierten Wellen keine Gerade mehr (Fig. 58c). In Fig. 72 sind die von MOTHES gewonnenen Laufzeitkurven der Untersuchungen am Hintereisferner wiedergegeben, wobei die Seismogramme nach Tiefengruppen zusammengefaßt sind, aber meist verschiedenen Profilen angehören. Jede Laufzeitkurve der reflektierten Wellen L_R entspricht einer bestimmten Eistiefe zwischen 190 und 290 m.

Wieder innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die 1928 gewonnenen Laufzeiten der reflektierten Wellen bei Profil I gut überein. Aber infolge der verschiedenen Geschwindigkeiten, wie sie für die Longitu-

Tabelle 5.

Entfernung m	T_R (MOTHES) sec	h (v = 3600 m/sec) m	Entfernung m	T_R (MEISSER-MARTIN) sec	h (v = 3440 m/sec) Formel (12) m	h (v = 3440 m/sec) Formel (13) m
300	0,134	189	250	0,1256	176	189
300	0,132	184	300	0,1330	173	189
400	0,152	187	350	0,1436	174	193
	Mittel	186	396	0,1554	180	200
					176	194

dinalwellen gemessen wurden, ergaben sich Differenzen in den Werten der Eistiefen, wie aus der Tabelle 5 hervorgeht

Nach den Beobachtungen von H. Hess[1]) betrug die Eistiefe an dem in Frage kommenden Platz etwa 200 m. Berucksichtigen wir noch, daß der Hintereisferner ein Gefalle von etwa 10% hat, so ist die Formel (12) zu ersetzen durch

$$(13) \qquad h = \frac{1}{2}\left(y + \sqrt{y^2 + T^2\, v^2 - x^2}\right).$$

Darin ist y der Hohenunterschied zwischen Beobachtungs- und Sprengort und h die Eistiefe unter dem Beobachtungsplatz In Fig 71 ist die

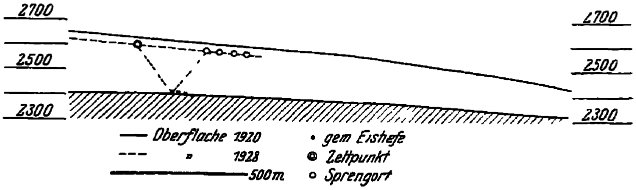


Fig. 73 Gletscherlangsprofil des Hintereisferners nach. H. Hess und Eistiefen nach den Jenaer Messungen

theoretische Laufzeitkurve L_R gezeichnet unter der Annahme einer Eistiefe von 195 m, einem Gefalle von 10% und einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 3440 m/sec und es sind weiter die gemessenen Werte aufgetragen Die so erhaltenen Tiefen liegen zwischen 190 und 200 m und sind in Tabelle 5 mit aufgefuhrt Das Gletscherprofil in Fig 73 ist der Arbeit von H Hess entnommen und zeigt die Ubereinstimmung der auf zwei ganz verschiedenen Wegen gewonnenen Eistiefen Diese Ubereinstimmung wies H Mothes fur den ganzen Hintereisferner auf einer Lange von uber 4 km nach

Die auf dem Konkordiaplatz von Mothes bestimmte Eistiefe betrug bis zu 800 m, wahrend Sorge und Loewe in Gronland Tiefen uber 1200 m gefunden haben

Amplitudenverhaltnis und Eigenschwingungen

Von Wichtigkeit ist das Ergebnis von Mothes, daß das Verhaltnis der Amplitude der reflektierten Welle zur Amplitude der direkten Welle bei einer Eistiefe von $\sim$200 m ein Maximum bei einem Einfallswinkel

[1]) H. Hess, ZS. f. Gletscherkunde 13, 145. 1924.

von 43° besitzt. Daraus schließt MOTHES auf eine Geschwindigkeit der elastischen Wellen in der Grundschicht unter dem Eise von 5300 m/sec. Ferner geht daraus hervor, daß man die Einsätze der reflektierten Wellen dann am besten erhält, wenn sich Sender und Empfänger in einer Entfernung befinden, die der doppelten Eistiefe entspricht und sie treten erst auf, wenn die Entfernung größer als die Eistiefe ist.

Einige Male registrierte MOTHES langsame Wellen (T = ~ 0,1 sec) die zugleich mit den direkten Longitudinalwellen auftauchten und die von ihm den Eigenschwingungen einer größeren Eismasse an dem betreffenden Beobachtungsort zugeschrieben werden.

Im Firn traten bisweilen Einsätze auf, deren Deutung noch nicht möglich war.

Ausblick.

Wir haben gesehen, daß in der angewandten Seismik schon eine große Reihe von Fragen geklärt ist. Aus ihr hat sich eine der wichtigsten geophysikalischen Forschungsmethoden entwickelt. Das Laufzeitkurvenverfahren ist außerdem das einzige Verfahren der Geophysik, mit dem die Erforschung einzelner Schichten möglich ist, während alle anderen Methoden auf die Beschaffenheit des gesamten Untergrundes ansprechen. Doch entziehen sich noch manche Vorgänge unserer Kenntnis. Die Zukunft wird zeigen, wie weit der von E. WIECHERT auf der Naturforscherversammlung in Düsseldorf 1926 ausgesprochene Gedanke sich verwirklichen läßt, wenn er sagte: „Es scheint ein erstrebenswertes und wohl erreichbares Ziel der experimentellen Seismik, jede Zacke, jede Welle der Seismogramme zu erklären und für die Entwirrung der Beschaffenheit der Erdrinde dienstbar zu machen".

§ 6. Technische Seismik.

Die technische Seismik befaßt sich mit den Erschütterungen, die infolge der Entwicklung von Technik und Verkehr auftreten. Ganz absehen wollen wir von den im modernen Maschinenbau auftretenden Schwingungen. Was die Bodenerschütterungen anbetrifft, die durch große Maschinen hervorgerufen werden können, so sind wir heute in der Lage, durch geeignete Kopplung zwischen Maschinenfundament und Boden die übertragene Bewegungsenergie auf ein Minimum zu beschränken[1]). Trotzdem macht sich das Arbeiten vieler technischer Betriebe durch die sogenannte Bodenunruhe (s. Seismik III. Kap. § 9) bemerk-

---

[1]) G. LINDENAU, Schalltechnik 3, 9. 1930.

bar, die nachts immer geringer als am Tage ist Storend kann sie nur dann auftreten, wenn bei wissenschaftlichen Untersuchungen sehr empfindliche Meßinstrumente vollkommen erschutterungsfrei aufgestellt werden müssen.

Von den im Eisenbahnbetrieb auftretenden Erschutterungen sei nur soviel gesagt, daß es O. MEISSER[1]) moglich war, aus den großen Amplituden, die an einzelnen Stellen eines Tunnels beim Voruberfahren eines Zuges auftraten, besonders gefährdete Stellen zu finden und auf die damit zusammenhangenden Gefahrenmomente hinweisen zu konnen.

Erschutterungsmessungen auf Straßen und in Gebauden.

Im Vordergrunde des Interesses stehen die Erschutterungen, die durch die Verkehrsmittel, vor allen Dingen durch die Kraftfahrzeuge verursacht werden.

In den letzten Jahren begann man diesen Erschutterungen eine großere Bedeutung beizulegen; denn große Bodenbewegungen konnen das Gefüge der Gebaude lockern und betrachtlichen Schaden anrichten. Untersuchungen uber Verkehrerschutterungen sind von WITTIG[2]), ESSERS und KAPPES[3]), ANGENHEISTER[4]), W. SCHNEIDER[5]), LANGER und THOMÉ[6]) veroffentlicht worden.

Fur die Erregung der Bodenschwingungen kommen zwei Quellen in Frage. Die eine Ursache liegt in der Beschaffenheit der Straßendecke, während die andere im konstruktiven Aufbau des Fahrzeuges (Bereifung, Federung und ungefederte Massen) zu suchen ist.

Bis auf die Untersuchungen von LANGER und THOMÉ (siehe S. 299) wurden alle Messungen mit Erschütterungsmessern ausgeführt. Die Abhängigkeit der Am-

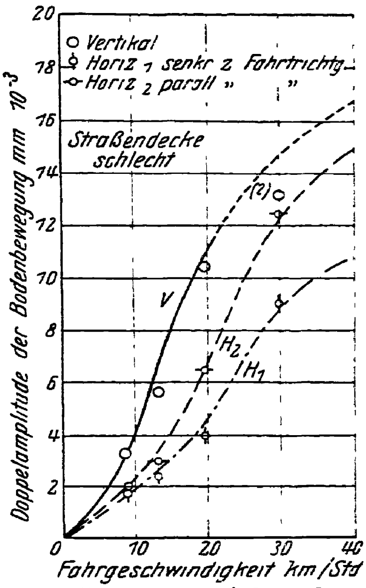


Fig. 74. Abhangigkeit der Bodenbewegung von der Fahrgeschwindigkeit eines 4-t-Lastkraftwagens (Nach ESSERS und KAPPES.)

---

[1]) Nicht veroffentlicht.
[2]) E. WITTIG, Zentralblatt der Bauverwaltung **46**, 262. 1926.
[3]) E. ESSERS und TH. KAPPES, ZS. f. Geophys. **3**, 49. 1927.
[4]) G. ANGENHEISTER und W. SCHNEIDER, ZS. f. techn. Phys. **9**, 115. 1928.
[5]) W. SCHNEIDER, ZS. f. techn. Phys. **9**, 11. 1928.
[6]) P. LANGER und W. THOMÉ, ZS. d. V. D. I. **72**, 1561. 1928.

plitude der Bodenbewegung von der Geschwindigkeit zeigt Fig. 74. Aus einer Reihe solcher Kurven konnten ESSERS und KAPPES[1]) die folgenden Schlusse ziehen:

A. Fur Vollgummireifen:

1. Die Bodenerschutterungen nehmen mit der Fahrgeschwindigkeit sowohl beim vollgummibereiften, wie auch beim luftbereiften, beim beladenen und unbeladenen Lastwagen, auf schlechter und guter Straßendecke, bei großem und kleinem Gewicht der unabgefederten Teile der Hinterachse bis zu einem Geschwindigkeitsbereich von etwa 20 km/Std. mit einer großeren als der ersten Potenz der Fahrgeschwindigkeit zu, bei großeren Fahrgeschwindigkeiten mit einer Potenz, die kleiner als eins ist.

2. Die Nutzlast (gefederte Masse) ist bei schlechtem und bei gutem Straßenzustand bis zu Fahrgeschwindigkeiten von etwa 20 km/Std. ohne erheblichen Einfluß. Bei hoheren Fahrgeschwindigkeiten nehmen die Bodenerschutterungen infolge der Nutzlast zu.

3. Zusätzliche, ungefederte Massen erhohen bei schlechtem Straßenzustand die Bodenerschutterung betrachtlich. Das Anwachsen erfolgt jedoch langsamer als proportional den Zusatzmassen.

4. Bei gutem Straßenzustand konnte im ganzen untersuchten Geschwindigkeitsbereich innerhalb der Meßgenauigkeit ein Einfluß der ungefederten Massen auf die Bodenerschutterung nicht festgestellt werden.

5. Schlechter Zustand der Fahrbahndecke erhöht bei beladenem und unbeladenem Wagen die Bodenerschutterungen auf das Drei- und Vierfache gegenuber denen bei guter Straßendecke.

6. Die durch einen Lastzug verursachten Bodenerschutterungen sind nicht größer als die vom Triebwagen allein hervorgerufenen.

B. Für Luftreifen.

Die von dem luftgummibereiften Fahrzeug verursachten Bodenerschütterungen betrugen bei dem mangelhaften Straßenzustand nur $^1/_3$—$^1/_4$ der von dem vollgummibereiften Fahrzeug hervorgerufenen.

Die Vertikalkomponente der Bodenbewegung ist im allgemeinen größer als die Horizontalkomponente.

Hinsichtlich der Abhängigkeit der Amplitude von der Geschwindigkeit zeigte W. SCHNEIDER[2]), daß bei Straßenbahnwagen, die beim Überfahren einer Gleiskreuzung Bodenschwingungen hervorriefen, die Amplitude erst vollkommen linear mit der Geschwindigkeit wuchs

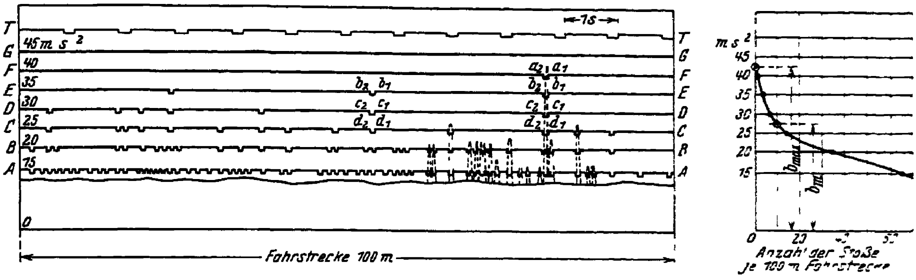
---

[1]) E. ESSERS und TH. KAPPES, ZS. f. Geophys. 3, 49. 1925.

[2]) W. SCHNEIDER, ZS. f. tech. Phys. 9, 11. 1928.

und von einer bestimmten Geschwindigkeit an (14 km) kaum noch zunahm.

Um ein Maß für die Güte einer Straßendecke zu bekommen, vereinigten LANGER und THOMÉ[1]) eine Reihe von Beschleunigungs-



a b

Fig. 75. Straßenzustandsdiagramm zur Ermittlung der Straßenzustandslinie und des Stoßgrades (b_m) (Nach LANGER und THOMÉ.)

messern, die nach dem Prinzip von GRUNMACH (s. S. 269) angefertigt waren. Jeder dieser Beschleunigungsmesser unterbrach bei einer bestimmten Beschleunigung einen Stromkreis. Diese Stromunterbrechung wurde registriert. Die ganze Apparatur, bestehend aus sieben für verschiedene Beschleunigungen eingestellten Beschleunigungsmessern und einer Schreibvorrichtung, wurde mittels eines besonderen Meßfahrzeuges (Autoanhänger) mit einer bestimmten Geschwindigkeit auf der zu untersuchenden Straße entlang gefahren. Fig. 75a zeigt die auf 100 m Fahrstrecke registrierten Stöße mit den zugehörigen Beschleunigungen. Als Stoßgrad wird daraus die Größe b_m abgeleitet. Es ist das diejenige Beschleunigung (siehe Fig. 75), die auf 100 m Fahrstrecke zehnmal bzw. auf 1000 m Fahrstrecke hundertmal vorkommt. Die Güte der Straßendecke nach der höchsten vorkommenden Beschleunigung zu beurteilen wird unterlassen, weil hier zu große Zufälligkeiten entscheidend ins Gewicht fallen. Fig. 76 gibt den Stoßgrad ver-

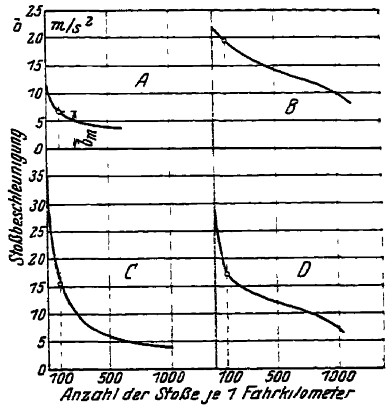


Fig. 76. Straßenzustandslinien. (Nach LANGER und THOMÉ.)
A = Teermakadam. B = Kleinpflaster, C = bewahrter Beton, D = Steinschlagasphalt.

[1]) P. LANGER und W. THOMÉ, ZS. d. V. d. I. 72, 1561. 1928.

schiedener Abschnitte der Versuchsstraße Braunschweig wieder. Aus dem geringen Stoßgrad der Straße mit Teermakadam erkennt man das auf dieser Straßendecke besonders ruhige Ablaufen der Räder.

Die durch verschiedene Fahrzeuge an ein und derselben Stelle einer Straße verursachten Beschleunigungen wurden gleichfalls von LANGER und THOMÉ untersucht. In Fig. 77 ist als Ordinate die Höchstbeschleunigung und als Abszisse die Geschwindigkeit des betreffenden Fahrzeuges aufgetragen, während als Parameter die Entfernung des Beschleunigungsmessers von der Mitte der Wagenspur verwandt ist.

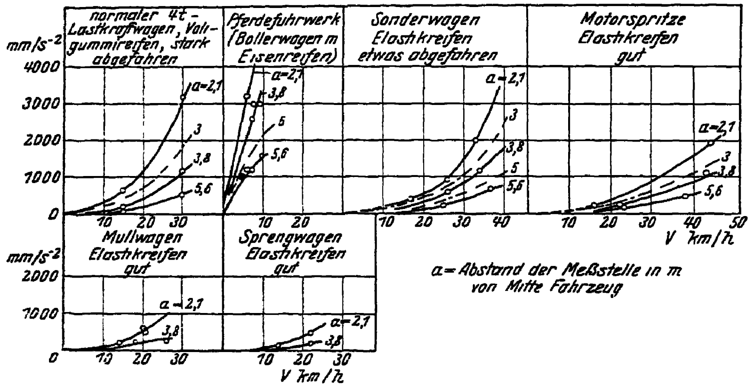


Fig. 77. Abhängigkeit der Höchstbeschleunigung der Bodenbewegung von der Fahrgeschwindigkeit der verschiedenen Fahrzeuge in ein und derselben Straße. (Nach LANGER und THOMÉ.)

Daraus geht vor allen Dingen deutlich hervor, daß sich die Erschütterungen sehr schnell totlaufen[1]). Hinsichtlich der Zunahme der Beschleunigung mit der Geschwindigkeit des Fahrzeuges stehen die Messungen in Einklang mit den Ergebnissen von ESSERS und KAPPES. Vor allen Dingen aber geht aus Fig. 77 hervor, daß wir es in unmittelbarer Nähe der Erregungsstelle mit den ganz erheblichen Beschleunigungen von bis zu 300 cm/sec^2 zu tun haben.

Was nun die Schädlichkeit der durch Verkehrsmittel hervorgerufenen Erschütterungen anbetrifft, so spielt die Dämpfung der Bodenschwingungen in Abhängigkeit vom Untergrund neben der Größe der Amplitude die Hauptrolle. Dabei ist nach den Messungen von G. ANGENHEISTER und W. SCHNEIDER mit der Möglichkeit zu rechnen, daß Erregungsfrequenzen mit den natürlichen mikroseismischen Boden-

[1]) Vgl. d. Messungen von G. ANGENHEISTER und W. SCHNEIDER, bei denen die Amplitude einer durch einen Motor hervorgerufenen Bewegung in 50—60 m Entfernung auf den zehnten Teil abnahm.

bewegungen und den Häuserschwingen vorhanden sind. In Übereinstimmung damit stellten A. IMAMURA[1]) und F KISHINOUYE[1]) fest, daß bei Erdbeben mit $T = 0,4$ sec ein besonders untersuchtes Haus in Resonanzschwingungen geriet, wobei die Amplituden zu 0,03 mm gemessen wurden. Der Einfluß der Gebäude auf die Periode der Bodenbewegung ist dabei in erster Annäherung zu vernachlässigen. Dagegen nimmt die Amplitude der Bewegung mit der Höhe des Hauses in den einzelnen Stockwerken zu. So fand L. MINTROP[2]), daß die Amplituden im zweiten Stockwerk zwei- bis dreimal so groß wie im Erdgeschoß waren, während G. ANGENHEISTER und W. SCHNEIDER von einem zwei- bis fünffachen Betrag im ersten und einem zehn- bis zwanzigfachen Betrag im zweiten Stockwerk berichten. Bei A. IMAMURA verhielten sich die Amplituden im achten fünften: ersten Stock etwa wie 3:2:1. Leider fehlen jegliche Angaben über den Ort der Aufstellung; denn bei solchen Beobachtungen spielen schwingungsfähige Zimmerdecken eine ausschlaggebende Rolle.

Eine Möglichkeit in der Beurteilung des Schädlichkeitsgrades einer Erschütterung liegt in der Benutzung der Stärkegrade der Mercalli-Cancanischen Erdbebenskala, wie sie von A. SIEBERG[3]) aufgeführt worden ist. Darin sind die maximalen Beschleunigungen mit den beobachteten Erscheinungen in Beziehung gesetzt. Unter der Annahme von Sinusschwingungen ist die Maximalbeschleunigung gegeben durch

$$b_{max} = A \cdot \omega^2 = \frac{4\,\pi^2\, A\,\mathrm{cm}}{T^2\,\mathrm{sec}^2} = \frac{40\ \ A}{T^2}\,\mathrm{gal}\,.$$

Dabei ist die Amplitude A in cm und die Schwingungsdauer T in sec anzugeben[4]). In der folgenden Tabelle 6 sind drei Beispiele angeführt. In der Spalte des Stärkegrades ist einmal der dem angegebenen Beschleunigungswert und dann der dem Text entsprechende Stärkegrad der Mercalli-Cancanischen Erdbebenskala vermerkt worden.

Daraus geht hervor, daß die mit Hilfe des Textes ermittelten Stärkegrade kleiner sind als die mit Hilfe der Beschleunigungswerte gefundenen.

---

[1]) Geoph. Berichte 5. 1929

[2]) L. MINTROP, Diss. Göttingen 1911.

[3]) A. SIEBERG, Erdbebenkunde. Jena 1923 und Geologische Einführung in die Geophysik. Jena 1927. Auf die Unzulänglichkeit dieser Skala weist auch A. SIEBERG in B. Gutenberg, Handbuch der Geophysik 4, 549 hin.

[4]) Es läßt sich dann der von WITTIG gemachte Fehler leicht vermeiden, s. LANGER und THOMÉ, ZS. d. V. d. I. 72, 1567. 1928. Auch sei bemerkt, daß die in A. SIEBERG, Erdbebenkunde, Jena 1923, angegebenen Werte in den Tabellen 13 und 15 noch mit $^1/_{10}$ zu multiplizieren sind, worauf A. SIEBERG in seinen späteren Veröffentlichungen hingewiesen hat.

Tabelle 6.

Erregung	Ort und Entfernung	Komp.	A_{cm}	T	Stärkegrad b_m (cm/sec²)	Stärkegrad Text	Autor
Ackerwagen	II. Stockwerk	hor. vert	0,0005 0,00085	00,5 0,05	8,0 (VI.) 13,6	III/IV.	G. ANGENHEISTER und W. SCHNEIDER
Autobus	II. Stockwerk	hor.	0,0003	0,05	5,0 (V.)	III/IV.	
Lastwagen	Erdgeschoß 17 m	hor.	0,0007[2])	0,06	6,7 (VI.)	IV.	ESSERS und KAPPES

Nehmen wir noch hinzu, daß GRUNMACH[1]) ohne jeglichen Schaden fur die Queistalsperre je nach den abfließenden Wassermassen Beschleunigungen der Mauer zwischen 5 und 130 cm/sec² und neben einem Sauggasmotor sogar 160 cm/sec² nachweisen konnte, ohne daß sich irgendein Riß in dem Fundament zeigte, so sehen wir, daß die Notwendigkeit einer Verkehrserdbebenskala ein Bedurfnis ist. Dabei mußten die Beschleunigungen gleichzeitig an verschiedenen Stellen der Straße und in verschiedenen Stockwerken bzw. an verschiedenen Stellen eines Stockwerkes registriert werden. Dann wird es sich auch herausstellen, ob es vorteilhafter ist als Schadlichkeitsfaktor eine der Große $A^2 \cdot \omega$ entsprechende Größe einzufuhren. Dieser Vorschlag stammt von J. MENGES[2]). Es wäre dies eine der dynamischen Beanspruchung besser gerecht werdende Definition und entspricht der bei einer harmonischen Schwingung pro Schwingung umgesetzten Dampfungsarbeit

---

[1]) L. GRUNMACH, Phys. ZS. 10, 853. 1909

[2]) H. J. MENGES, ZS. f. techn. Phys. 9, 311. 1928.

Die magnetischen Methoden der angewandten Geophysik

Von

H. HAALCK, Potsdam

Die magnetischen Methoden der angewandten Geophysik

Einleitung.

Das Grundprinzip der magnetischen Verfahren der angewandten Geophysik beruht darauf, daß die magnetischen Eigenschaften der Gesteine, aus welchen sich die äußere Erdkruste zusammensetzt, sich voneinander unterscheiden, so daß infolge der verschieden starken Magnetisierung der im Untergrund befindlichen geologischen Formationen die Größe und Richtung des Erdmagnetismus beeinflußt wird. Umgekehrt sind also aus der durch Messung festgestellten Verteilung der erdmagnetischen Kraftkomponenten an der Erdoberfläche Rückschlüsse auf die geologischen Ursachen möglich. Vorbedingung, um mittels der magnetischen Methode irgendeine Frage des praktischen Bergbaus oder der Geologie lösen zu können, ist daher, daß die Gesteine des Untergrundes hinreichend große Unterschiede in der Magnetisierung aufweisen, so daß diese mit Hilfe der Meßinstrumente an der Erdoberfläche noch mit genügender Sicherheit nachzuweisen sind.

Die Entdeckung, daß Gesteinsmassen — außer dem seit dem Altertum bekannten Magneteisenstein — magnetische Eigenschaften haben können, erfolgte etwa zu Anfang des 17. Jahrhunderts[1]). In demselben Jahrhundert begann man bereits in Schweden die magnetische Aufschlußmethode praktisch im Bergbau anzuwenden durch Messungen mit einem besonders dazu konstruierten Kompaß (schwedischer Berg- oder Grubenkompaß). Die ersten umfassenden Beobachtungen veröffentlichte A. v. Humboldt (Über die Polarität des Serpentins am Heidberg im Fichtelgebirge), welcher derartige lokalmagnetische Erscheinungen dann auch an anderen Orten konstatierte. In der ersten

[1]) Nach Hellmann (Über die Anfänge der magnetischen Beobachtungen. Berlin 1897) wird sie dem portugiesischen Seehelden de Castro zugeschrieben, falls sie überhaupt einem einzelnen zugeschrieben werden kann.

Halfte des vorigen Jahrhunderts (KREIL, LAMONT u a.) wurde die Erkenntnis, daß zwischen den ortlichen erdmagnetischen Storungen und der Lagerung der Massen in den außeren Teilen der Erdkruste ein gesetzmaßiger Zusammenhang bestand, allgemein. Die praktische Bedeutung magnetischer Beobachtungen fur den Bergbau erkannte man vor etwa einem halben Jahrhundert (BROOKS 1873 in den Vereinigten Staaten und THALÉN 1876 in Schweden) und nutzte sie praktisch aus. In der neueren Zeit mit der Entwicklung empfindlicher Instrumente für Präzisionsmessungen und der theoretischen Beziehungen wurde das magnetische Verfahren dann auf mannigfache Aufgaben der geologischen Forschung ausgedehnt und weiter ausgestaltet

ERSTES KAPITEL.

Die örtlichen Störungen des magnetischen Erdfeldes durch den Gesteinsmagnetismus.

§ 1. Die örtlichen Anomalien des Erdfeldes.

Jedem Orte auf der Erdoberflache entspricht ein bestimmter Wert der drei erdmagnetischen Elemente, d. h. der Deklination, der Inklination und der Horizontalintensitat bzw. der anderen Großen, die als die drei Charakteristika gewahlt werden. Verbindet man alle Punkte, fur welche eine jener Großen den gleichen Wert hat, so erhalt man Kurvensysteme, welche man isomagnetische Linien nennt Wegen der zeitlichen Variation der erdmagnetischen Elemente ist der Verlauf der isomagnetischen Linien von der Zeit abhangig, sie beziehen sich daher stets auf eine bestimmte Epoche An vielen Stellen ergeben sich eigentumliche Anomalien im Verlaufe der im ubrigen sanft gekrümmten isomagnetischen Linien. In den Karten der magnetischen Landesvermessungen zeigen sich solche Anomalien nur dann, wenn sie sich über große Gebiete erstrecken; die meisten Anomalien sind lokalen

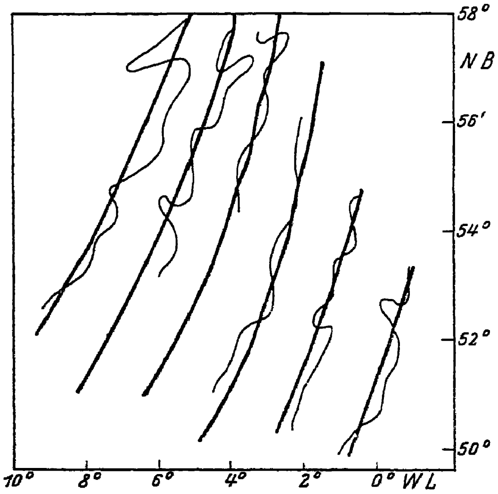


Fig. 1. Terrestrische Linien und magnetische Lokalkurven in England (nach RUCKER).

Charakters und treten in den Karten nicht hervor, teils weil sie zu unscheinbar sind, teils aber, weil sie absichtlich eliminiert, die Kurven also entsprechend vereinfacht wurden. In diesem Sinne nennt man die obigen Linien terrestrische Linien und stellt ihnen die magnetischen Lokalkurven gegenuber. Je dichter das Stationsnetz der Vermessung ist, um so deutlicher treten die letzteren hervor. Fig. 1 zeigt z. B die terrestrischen (starker ausgezogenen) und wahren Isodynamen fur Großbritannien Entsprechend teilt man die Gebiete, in welchen sich die erdmagnetischen Anomalien zeigen, ihrer Ausdehnung nach ein in regionale (sich uber große Landergebiete erstreckende) und lokale (örtlich beschrankte) Storungsgebiete wobei naturlich, was die raumliche Ausdehnung der Storungen anbetrifft, alle moglichen Abstufungen vorkommen.

Das Gesamtbild der magnetischen Welt- und Landervermessung fuhrt zu der Vorstellung, daß das Magnetfeld der Erde in seinem bei weitem großten Anteil durch eine homogene Magnetisierung der Erde langs der Rotationsachse hervorgerufen ist, hinzu tritt eine Quermagnetisierung, welche die Abweichung ($11\frac{1}{2}^0$) der magnetischen Pole von den Rotationspolen bedingt. Hieruber lagern sich regionale Storungsfelder von kontinentalem Ausmaß und auf diese sind die lokalen Storungen aufgesetzt. Der Sitz der Störungen liegt im allgemeinen um so tiefer, je großer ihre Ausdehnung ist, so daß fur die umfassenden regionalen Storungen der Aufbau der Erdrinde, fur die engbegrenzten, in ihrer Intensitat oft besonders starken Storungen die obersten geologischen Schichten verantwortlich sind Die Erforschung der letzteren ist daher fur die praktische Geologie von besonderem Interesse

Die Frage nach der Ursache des Vorhandenseins des magnetischen Erdfeldes gehort noch zu den großen ungelosten Problemen der kosmischen Physik, denn die verschiedenen Erklarungsmoglichkeiten, welche man diskutiert hat, fuhren nicht zu vollkommen befriedigenden Ergebnissen (vgl. S. 618 ff. Bd. I). Da die magnetische Achse der Erde nahezu mit der Umdrehungsachse der Erde zusammenfallt, so ist wohl anzunehmen, daß der Magnetismus des festen Erdkorpers zum großten Teile auf irgendeine, uns bis jetzt noch unbekannte Weise von der Erdumdrehung erzeugt wird Man muß nun weiter annehmen, daß dieses magnetische Feld des Erdkerns in dem Gesteinsmantel ein Rindenfeld induziert, dessen Richtung durch die von Ort zu Ort verschiedene Magnetisierbarkeit der Rinde bestimmt ist und von der Richtung der Rotationsachse abweicht. Kernfeld und Rindenfeld zusammen bestimmen dann die tatsächliche Lage der magnetischen Erdachse. Die Hauptstütze dieser Annahme ist freilich nur negativer Art: es läßt

sich keine andere gleich wahrscheinliche Ursache fur jene Abweichungen aufzeigen. Eine quantitativ durchgefuhrte Theorie, um auf Grund dieser Annahme die verschieden starke Magnetisierbarkeit der einzelnen Teile der Erdkruste zu erforschen, ist bisher noch nicht gegeben worden.

Dagegen laßt sich das Auftreten der regionalen und lokalen Storungen fast ausnahmslos in Beziehung bringen zu dem geologischen Aufbau der äußeren Teile des Gesteinsmantels der Erde (bis ca. 10 km Tiefe)

§ 2. Die Ursachen der lokalen Verzerrungen des Erdfeldes.

Als Erklärungsmoglichkeiten fur die Ursache der ortlichen erdmagnetischen Anomalien kommen in Frage:

a) Die induzierende Wirkung des Erdmagnetismus auf die Massen der außeren Erdkruste,

b) der remanente Eigenmagnetismus von Gesteinskomplexen im Untergrund,

c) die elektromagnetische Wirkung lokaler elektrischer Erdströme

a) Infolge der Induktion des magnetischen Erdfeldes wird in den Massen des Untergrundes ein Magnetismus induziert, dessen Starke und Richtung abhangt·

1. von dem Verhaltnis der Suszeptibilität der betreffenden Substanz zu derjenigen des umgebenden Mediums,

2. von der Form der Masse,

3 von Größe und Richtung des ungestorten erdmagnetischen Feldes in dem betreffenden Gebiet.

Dieses Induktionsfeld ist in jedem Falle vorhanden.

b) Gesteine, welche eine große Koerzitivkraft besitzen, wie z B. stark magnetithaltige Lagerstatten, konnen einen remanenten Eigenmagnetismus besitzen, der von einer Magnetisierung in fruheren Entwicklungsperioden herrührt und sich an Größe bzw. Richtung von dem durch das gegenwartige Erdfeld induzierten Feld unterscheidet. Die Frage, ob und wann ein solcher Eigenmagnetismus vorhanden bzw. welches die Ursache der Magnetisierung in fruheren Entwicklungsperioden ist, ist noch nicht vollständig geklart. Die plausibelste Erklärung für den Ursprung gründet sich auf folgende Erscheinung: Körper mit großer Koerzitivkraft, z. B. eisenhaltiger Ton, Basalt, Melaphyre oder dgl., behalten, wenn sie wahrend des Brennens magnetisiert werden, bei der Abkühlung ihre Feldrichtung bei. Analog laßt sich denken, daß glutflüssige Massen während der Zeit des Erkaltens magnetisiert wurden, sei es durch die Induktionswirkung des damaligen

erdmagnetischen Feldes oder sei es, was allerdings als sehr unwahrscheinlich bezeichnet werden muß, durch die elektromagnetische Wirkung starker elektrischer Erdstrome, die, wie NAUMANN[1]) annimmt, eine Begleiterscheinung bei der Bildung der großen tektonischen Storungen bildeten. Die starke remanente Magnetisierung wird also den Massen in halbflussigem Zustande aufgepragt. Es sind nun drei Falle moglich.

1. Das Gestein — ebenso wie das induzierende Erdfeld — behalt seine Lage unverändert bei. Der von dem gegenwartigen Erdfeld induzierte Magnetismus ist dann von dem remanenten nicht zu trennen.

2. Das Gestein andert nach der Magnetisierung als Ganzes seine Lage. Dann besitzt die Gesteinsmasse also einen Eigenmagnetismus, der eine andere Richtung und Größe besitzt als das vom gegenwartigen Erdfeld induzierte Feld.

3 Das Gestein wird wahrend oder nach der primaren Magnetisierung mechanisch zerlegt oder zertrummert und die Einzelteile lagern sich regellos durcheinander. In diesem Falle hebt sich die Wirkung des remanenten Magnetismus der einzelnen Teile wegen ihrer unregelmaßigen Anordnung im Mittel auf und es tritt nur die Wirkung der Induktion des gegenwartigen Erdfeldes in Erscheinung (z B bei allen Sedimenten).

Gegen das Vorhandensein eines erheblichen remanenten Eigenmagnetismus von Gesteinsmassen, der von dem durch das jetzige Erdfeld induzierten Feld in Große und Richtung abweicht, bestehen zwei wesentliche physikalische Bedenken·

1. Geht man von der durchaus begrundeten Annahme aus, daß der weitaus großte Teil des magnetischen Erdfeldes irgendwie, auf uns bis jetzt noch unbekannte Weise, durch die Erdrotation erzeugt wird, so wurde zunachst daraus folgen, daß kein Grund dafur vorliegt, anzunehmen, daß das Erdfeld zur Zeit der Erkaltung der Gesteine an Große und Richtung von dem gegenwartigen Erdfeld erheblich verschieden gewesen ist. Wenn man weiter auch annehmen kann, daß die Koerzitivkraft der Gesteine zur Zeit des Erkaltens eine erheblich großere gewesen ist als in ihrem jetzigen Zustand[2]), so muß aber bei der damaligen hohen Temperatur die Suszeptibilitat $\varkappa$ im Vergleich zu der jetzigen sehr gering gewesen sein. Daraus wurde dann folgen, daß die Magnetisierung durch die Induktion des gegenwärtigen Erdfeldes in jedem Falle erheblich größer sein muß als der remanente Magnetismus.

[1]) NAUMANN, Die Erscheinungen des Erdmagnetismus in ihrer Abhängigkeit vom Bau der Erdrinde. Stuttgart 1887.

[2]) Vgl. F. LOEWINSON-LESSING und A. TURCEV, C. R. Acad. Sciences USSR. Leningrad 1927. 23. III. 1927, 161. — 18. V. 1927, 341.

2 Angenommen, ein magnetitreiches Gestein von hoher Koerzitivkraft (z B Basalt, Melaphyr oder dgl.) besitze einen vom Induktionsfeld durch das jetzige Erdfeld abweichenden Eigenmagnetismus. Auf dieses Gestein wirkt also ununterbrochen eine Kraft, welche bestrebt ist, es zu ummagnetisieren, bis es einen Magnetismus erhalt, welcher der Induktion des gegenwartigen erdmagnetischen Feldes entsprechen wurde. An sich ist diese ummagnetisierende Kraft ziemlich klein, die Zeitdauer der Einwirkung erstreckt sich aber uber die gewaltigen geologischen Zeitraume. Es ist eine allgemein bekannte Tatsache, daß alle magnetisierten Stoffe, mogen sie auch ein noch so großes Vermogen haben, einen einmal erhaltenen Magnetismus festzuhalten, allmahlich schwacher magnetisch werden. Für derartige experimentelle Beobachtungen stehen uns nur verhaltnismaßig kurze Zeitraume zur Verfugung. Warum soll man nicht annehmen, daß die Kraft des Erdfeldes infolge der sich bis uber Jahrmillionen erstreckenden Zeitdauer der Einwirkung eine Ummagnetisierung bewirken kann?

Aus dem Vorstehenden folgt, daß das Vorhandensein eines remanenten Eigenmagnetismus[1]) von Gesteinsmassen zwar moglich, aber doch wenig wahrscheinlich ist und nur in seltenen Fallen in Erscheinung treten kann (vgl. S. 394).

Eine besondere Art von Eigenmagnetismus ist der Eigenmagnetismus, den ofters kleinere, aus magnetisierbarem Gestein bestehende Blocke oder Felsstucke und Klippen, welche isoliert dastehen, zeigen (z. B. Hohneklippen, „Schnarcher“ im Harz, „Wachtknuppel“ in der Rhon, Frankenstein im Odenwald u. a) Die Untersuchungen haben zuweilen das Vorhandensein einer kleinen Anzahl von regularen Achsen, dann aber auch wieder ein vollig regelloses Verhalten gezeigt. Der beobachtete Magnetismus ist bedeutend unregelmaßiger und großer, als daß er durch Induktion entstanden sein kann Von den vielen Theorien desselben hat wohl jetzt, wenigstens fur die Mehrzahl der Falle, die von POCKELS[2]) und FOLGHERAITER[3]) den Sieg davongetragen, wonach es sich um die Wirkung von häufigen Blitzschlagen handelt. An verschiedenen Stellen, wie z. B am Monte Rosa, sind direkt „Blitz-

[1]) Vgl. die neueren Arbeiten von J. KONIGSBERGER, Veranderung des Erdfeldes durch Einlagerungen von abnormaler Suszeptibilitat in der Erdkruste. ZS. f. Geoph., 2, 5. 1926; Bestimmung magnetischer Suszeptibilitaten von Gesteinen und Mineralien in schwachen magnetischen Feldern. Zentralbl. f. Min. usw., Abt. B. 4, 97—107. 1929.

[2]) F. POCKELS, Über den Gesteinsmagnetismus und seine Ursache Neues Jahrb. f. Min., Geol u. Paläont. S. 1. 1897.

[3]) F. FOLGHERAITER, Atti della K. Academia dei Lincei, 1894—1899.

rohren“ mit Schmelzrinde gefunden worden. Eine Bestatigung der Theorie ergaben vom Blitzstrahl getroffene, aus magnetischem Material erbaute Hauser. Auch neben einem Blitzableiter aufgestellte Basaltsaulchen zeigten nach Blitzschlagen starke remanente Magnetisierung Geologische Bedeutung besitzt diese rein lokale permanente Magnetisierung einzelner Felsblocke nicht

c) Die Beobachtung der in der Erde fließenden elektrischen Strome, besonders diejenigen an sehr langen Leitungen, lassen Zusammenhange zwischen Erdstromen und zeitlicher Variation der erdmagnetischen Elemente erkennen, wenn auch diese Zusammenhange noch verhältnismaßig wenig klargestellt sind Nun wissen wir, daß die Erdströme lokal sehr stark beeinflußt werden konnen, einmal durch Zufuhr an elektrischen Ladungen durch Niederschlage und ahnliche Ursachen; zum anderen konnen chemische Umwandlungsprozesse im Erdboden (z B durch Grundwasser hervorgerufene Oxydationen oder dgl.) Ursachen einer EMK bilden. Da nun die einzelnen Gesteinsarten verschieden gute elektrische Leiter sind, so konnten — rein theoretisch betrachtet — naturliche Erdstrome zur Erklarung der Ursache lokaler schwacher erdmagnetischer Anomalien mit herangezogen werden, doch ist ein Fall, in welchem ein naturlicher Erdstrom als Ursache einer lokalen erdmagnetischen Anomalie nachgewiesen wird, nicht bekannt Jedenfalls ist es als hochst unwahrscheinlich zu bezeichnen, daß lokale naturliche Erdstrome einen wesentlichen Einfluß auf die lokalen Anomalien ausuben, wenn auch die Moglichkeit eines — freilich sehr geringen — Einflusses auf die zeitliche Variation der erdmagnetischen Elemente in einem Beobachtungsgebiet nicht ganz von der Hand zu weisen ist Bei der Ausmessung lokaler Störungsgebiete laßt sich aber die zeitliche Variation durch gleichzeitige Verwendung registrierender Stationsinstrumente feststellen und aus den Messungen eliminieren

Die Erklarungsmoglichkeit der Ursache lokaler erdmagnetischer Storungen durch die elektromagnetische Wirkung naturlicher Erdstrome muß daher als zu unwahrscheinlich abgelehnt werden.

§ 3. Die Bestimmung der Magnetisierbarkeit von Gesteinsproben.

Die magnetischen Eigenschaften der Gesteine, welche in naturlich vorkommendem Zustande Gemische aus zahlreichen Mineralien bilden, hängen ab von denjenigen ihrer Einzelbestandteile und von derem prozentualen Verhältnis. Da die Eisenverbindungen einen großen Bruchteil der die Erdkruste zusammensetzenden Gesteine bilden, so daß sie mehr oder weniger stark fast jeder Gesteinsart beigemischt sind, außerdem die ferromagnetischen Stoffe hinsichtlich der

Magnetisierbarkeit eine große Ausnahmestellung gegenuber allen anderen Stoffen einnehmen, so ist fur die Stärke der Suszeptibilitat der einzelnen Gesteine in erster Linie die Beimischung ferromagnetischer Stoffe (im wesentlichen Magnetit Fe_3O_4) maßgebend. Im wesentlichen sind es die Eruptivsteine, welche magnetische Eisenverbindungen in merklichem Ausmaße enthalten, außerdem noch diejenigen Gesteine, welche durch irgendwelche geologischen Vorgange Umwandlungen erlitten haben, wobei die in ihnen enthaltenen Eisenverbindungen sich bereits in niedrigeren Oxydationsstufen abgeschieden oder spater in solche umgewandelt haben. Nur einen sehr geringen Prozentsatz an magnetisierbaren Eisenmineralien enthalten die Sedimente; aber auch bei diesen Gesteinsarten ist im allgemeinen der an sich sehr geringe Gehalt an magnetisierbaren Eisenverbindungen (besonders Magnetit) fur die Größe der Suszeptibilitat bestimmend.

Was im einzelnen die magnetischen Eigenschaften der Gesteine und Mineralien anbetrifft, so muß auf das Kapitel von H. Reich (S. 1 dieses Teilbandes) hingewiesen werden. Im folgenden sei nur kurz auf die Methoden zur Bestimmung der Gesteinssuszeptibilitaten eingegangen.

Für die relative oder absolute Bestimmung der magnetischen Suszeptibilitat von Substanzen sind zahlreiche Methoden angegeben worden[1]. Für die besonderen Aufgaben der angewandten Geophysik scheiden jedoch die meisten aus, teils weil sie zu empfindlich sind und dementsprechend auf einem umständlichen Meßverfahren beruhen, teils wegen der Notwendigkeit, großere Gemische von Gesteinsproben der Untersuchung zu unterwerfen. Da eben die einzelnen Proben ein und desselben Gesteins unter sich sehr differieren, andererseits alle Gesteine, deren Magnetisierbarkeit unter einer gewissen Grenze liegt, praktisch mit genügender Annaherung als unmagnetisierbar angesehen werden können, so genugen einfachere und schnellere Meßmethoden, mittels welcher man relativ schnell eine größere Reihe von typischen Durchschnittsstücken einer Lagerstätte und des Nebengesteins untersuchen kann.

Das einfachste Verfahren, um rein qualitativ die Magnetisierbarkeit von Gesteinsproben miteinander zu vergleichen, ist das folgende: An einem feinen Faden ist ein horizontaler Magnetstab aufgehängt. Die zu untersuchenden Proben werden in dieselbe Form gebracht (evtl. pulverisiert und in Glasrohren eingeschlossen) und senkrecht zum

[1] Eine Zusammenstellung findet man in Winkelmanns Handbuch der Physik, Bd. 5, S. 260ff.

Magneten dem einen Pol genähert bis zu einem konstant gehaltenen Abstand. Beobachtet man dann mittels Spiegel und Fernrohr die Ablenkung des Magneten, so kann aus der Große der Ablenkung auf die Magnetisierbarkeit der einzelnen Gesteine relativ zueinander geschlossen werden. Etwaigen remanenten Magnetismus kann man durch Umkehren der Proben und Mitteln der Werte eliminieren Diese einfache Methode wird — besonders wenn eine sehr große Anzahl von moglichst typischen Proben samtlicher im Untersuchungsgebiet vorkommenden Gesteinsarten untersucht werden soll — schon in den meisten Fällen genugen, um die Ursachen der durch Messung gefundenen magnetischen Storungen geologisch richtig zu deuten.

Eine ähnliche einfache Methode, um schnell eine große Anzahl von Gesteinsproben bei den Messungen im Gelande untersuchen zu konnen, beschreibt J. KONIGSBERGER[1]).

Fur exaktere Messungen kommen folgende Meßmethoden in Frage·

a) Drehwaagemethode,

b) Wagungsmethode,

c) Induktionsmethoden

Eine weitere Methode, die Steighohenmethode, welche auf dem Prinzip beruht, daß die Höhe eines Flussigkeitsspiegels in einem Rohrchen, welches zwischen die Pole eines starken Elektromagneten gebracht wird, sich andert, ist nur fur Flussigkeiten und Gase anwendbar, kommt daher zur Untersuchung von Gesteinsproben nicht in Betracht Die einzelnen Methoden lassen sich in der mannigfaltigsten Weise ausbilden; wir beschranken uns daher auf die Wiedergabe einiger typischer Apparaturen

Wesentlich fur alle Methoden ist zunachst, daß man den zu untersuchenden Körpern gleiche Gestalt gibt und sie an dieselbe Stelle eines inhomogenen Feldes bringt In diesem Falle sind namlich die auf sie ausgeubten Krafte proportional ihrer Suszeptibilität $\varkappa$ (streng genommen im luftleeren Raum). Bei allen Verfahren kann man die Konstanten des betr. Apparats aus seinen Dimensionen berechnen. Zweckmäßiger ist es jedoch, diese experimentell aus Messungen mit Substanzen von bekannter Suszeptibilität zu bestimmen. Als solche wählt man am besten eine Reihe von Eisenchloridlosungen mit stufenweis verschiedener Konzentration. Bei Lösungen in Wasser gilt mit hinreichender Annaherung fur die Suszeptibilitat der Lösung:

$$\varkappa = s\,(88{,}78\,p - 0{,}78),$$

wo s das spezifische Gewicht, p der Prozentgehalt der Lösung an Eisenchlorid bedeutet.

[1]) J. KONIGSBERGER a. a. O., siehe S. 310.

a) Die Drehwaagemethode[1]).

Fig. 2 zeigt die Waage[2]) in der von G. Wiedemann angegebenen Form, die von den meisten spateren Beobachtern in prinzipiell gleicher Weise benutzt wurde

An dem unteren Ende eines etwa 65 cm langen, feinen Neusilberdrahtes, welcher oben mir einer Torsionsvorrichtung versehen war, hing ein Messingstab. Oben war an diesem ein Spiegel g, unterhalb desselben ein Querdraht angebracht, welcher an seinem vorderen Ende das kleine kolbenartige Glasgefaß k trug. An dem untersten Ende des Stabels waren vier Flugel n von Messingblech befestigt, welche in ein Gefaß mit Öl eintauchten, um so die Schwingungen des Apparats rascher zu dampfen.

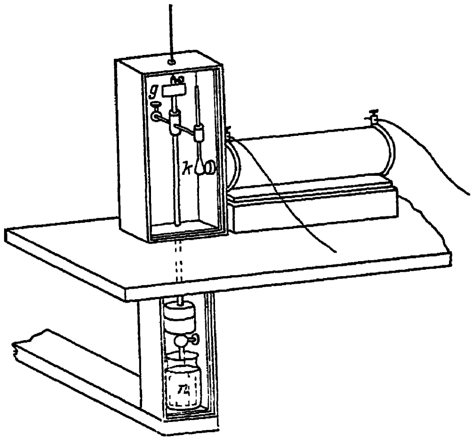


Fig. 2. Drehwaagemethode
(Nach G Wiedemann)

Zur Abhaltung von Luftzug diente ein geschlossenes Gehause von Holz. Seitlich war durch die Wand des Gehauses das eine Ende eines stabformigen Elektromagneten eingeschoben, dessen in der magnetischen Ostwestrichtung liegende Achse in ihrer Verlangerung den Mittelpunkt der Glaskugel k traf.

Östlich in der Verlangerung der Achse dieses Elektromagneten, etwa 2,5 m von demselben entfernt, war ein an einem Kokonfaden hangender magnetischer Stahlspiegel angebracht, dessen Ablenkungen ein Maß für das magnetische Moment des Elektromagneten gaben.

Ehe man den Elektromagneten erregte, wurde mittels eines Fernrohres das durch den Spiegel g entworfene Bild einer Skala beobachtet und notiert, welcher Teilstrich gerade am Fadenkreuz einstand Wurde nun der Elektromagnet erregt, so wurde die Kugel k vom Pol des Elektromagneten angezogen oder abgestoßen, und man mußte das obere Ende in entgegengesetzter Richtung drehen, um die Kugel wieder in ihre ursprüngliche Lage zuruckzuführen, um also zu bewirken, daß der gleiche Teilstrich wieder am Fadenkreuz des Fernrohrs einstand wie

[1]) Vgl. im folgenden: Muller-Pouillet, Lehrb. d Physik, Bd. 4, S. 701.

[2]) Zuerst benutzt von M. Faraday (Exper. Unters. **25**, 2773. 1850; Pogg. Ann. 88, 557), später von G. Wiedemann, Pogg. Ann. **126**, 1. 1865.

vorher. — Nachdem dies geschehen war, wurde der Strom im Elektromagneten unterbrochen. es mußte also nun der Messingstab mit allem, was daran hing, die lediglich durch die Torsion des Neusilberdrahtes bedingte Stellung einnehmen, welche ebenfalls an der Skala beobachtet wurde. Die Differenz der beiden Ablesungen gab ein Maß fur die Torsion T des Aufhangedrahtes, welche offenbar der auf k ausgeubten Kraft proportional war[1]).

b) Die Wägungsmethode[2]).

Das Schema der Anordnung zeigt Fig. 3.

Der zu untersuchende Korper habe die Gestalt eines Zylinders oder Prismas, und sei an einem Arm einer empfindlichen Waage so aufgehängt, daß seine untere Endflache sich mitten zwischen den Polschuhen NS des Elektromagneten befindet. Ist H die Feldstarke an der unteren und H′ an der oberen Endflache, q der Querschnitt des Korpers, so ist die Kraft, mit welcher der Zylinder in das Feld gezogen wird,

$$P = \frac{\varkappa}{2}(H^2 - H'^2) \text{ in Dyn}$$

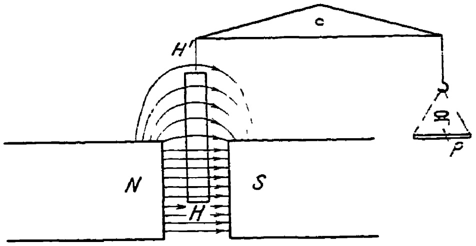


Fig 3 Wagungsmethode (Nach Lord Kelvin.)

Das zur Wiederherstellung des Gleichgewichts notige Ubergewicht auf der anderen Seite der Waage ist

$$Q = \frac{P}{g} = \frac{P}{981} \text{ in Gramm,}$$

also

$$\varkappa = \frac{2\,Q\,981}{H^2 - H'^2}.$$

In den meisten Fallen wird man den Körper so lang machen daß H'^2 gegen H^2 zu vernachlassigen ist; dann wird·

$$\varkappa = \frac{1962 \cdot Q}{H^2}.$$

In beiden Fallen muß bei sehr genauen Messungen die Wirkung des Rohrchens, in welches die zu untersuchende Substanz eingeschlossen wird, fur sich bestimmt und in Rechnung gezogen werden.

---

1) Ein anderes Meßprinzip findet in der Drehwaage von Curie und C. Chéneveau Anwendung (Scéances soc. franç. de phys.). 3. Avril 1903.

2) Zur Messung der Zugkrafte wurde die gewohnliche Waage zuerst vorgeschlagen von W. Thomson (Lord Kelvin) (British Assoc. Rep. 1890).

c) Die Induktionsmethoden.

Jede Änderung des eine Drahtspule durchsetzenden Induktionsflusses bewirkt einen Stromstoß in der Spule, der der Änderung proportional ist. Wird also durch die Spule ein Gleichstrom geschickt, so kann man die Veranderung ihres magnetischen Feldes, welche durch das Einbringen von Stoffen mit anderer Suszeptibilitat als Luft verursacht wird, zur Bestimmung der Suszeptibilitat benutzen. Ein solches Verfahren wendet RUCKER[1]) an, um die Magnetisierbarkeit von Gesteinsproben miteinander zu vergleichen

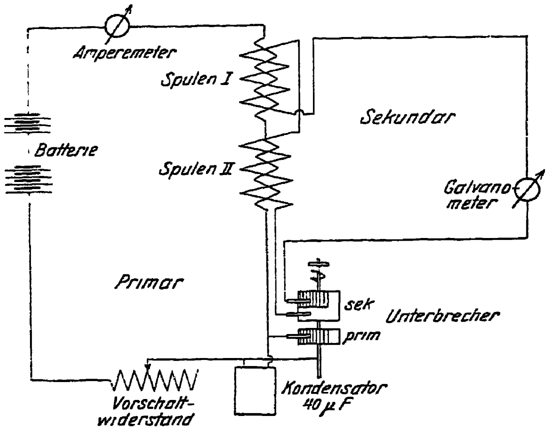


Fig. 4a. Induktionsmethode. (Nach STUTZER, GROSS, BORNEMANN.)

Bei der Verwendung von Wechselstrom beruht das Prinzip der Suszeptibilitatsbestimmung darauf, daß die Selbstinduktion einer Spule von der Magnetisierbarkeit eines in sie eingefuhrten Kernes abhangig ist. Bei dem Messungsverfahren von STUTZER, GROSS und BORNEMANN[2]), welches im folgenden naher beschrieben werde, wird an Stelle von Wechselstrom ein in schneller Folge periodisch unterbrochener Gleichstrom benutzt:

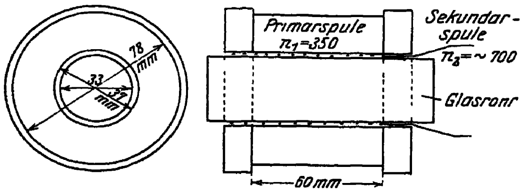


Fig 4b. Anordnung der Primar- und Sekundarschule.

Zwei vollkommen gleiche zylindrische Primärspulen (Fig. 4) sind getrennt voneinander aufgestellt, so daß sie sich gegenseitig nicht beeinflussen können. Die Spulen sind auf Glasrohren geschoben, auf die unmittelbar sekundare Windungen gewickelt sind. Die Primarspulen sind hintereinander, die Sekundärspulen gegeneinander geschaltet, so daß nach völliger Abgleichung beider Spulensysteme bei einer plötz-

[1]) A. W. RUCKER, Proc. of Roy. Soc., Serie A, Math. a. Phys. Sc. 48, London 1891. Eine ähnliche Form bei R. AMBRONN, Methoden der angewandten Geophysik, Leipzig 1926, S. 73.

[2]) STUTZER, GROSS und BORNEMANN, Metall und Erz 15, 1918, Heft 1.

lichen Änderung des Primarstromes keine Induktionsströme mit Hilfe eines in den sekundären Stromkreis eingeschalteten ballistischen Galvanometers meßbar werden. Wenn nun in einer der Spulen ein Korper mit besserer magnetischer Leitfahigkeit als Luft eingebracht wird, so ist das Gleichgewicht der beiden Spulen gestort und es muß ein Ausschlag erwartet werden. Um die Meßmethode empfindlicher zu gestalten, wurde ein rotierender Unterbrecher eingeschaltet, der den Gleichstrom im Primarkreis in schneller Folge periodisch unterbrach und den sekundar entstehenden Wechselstrom in Gleichstrom umwandelte Die verschiedenen Mineralien wurden in Pulverform von moglichst gleichartiger Beschaffenheit mit Hilfe dünnwandiger Glasrohren eingefuhrt Da die Meßmethode nur fur Mineralien mit geringer Suszeptibilitat genaue Resultate gibt, mussen stark magnetisierbare Substanzen prozentual mit reinem Quarzsand oder dergleichen vermischt und das Resultat entsprechend korrigiert werden. Das Feld hatte bei den Messungen eine Starke von ungefahr 220 Gauß[1])

d) Die magnetometrische Methode.

Fur die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von Erzproben verwandte N. Stschodro[2]) eine magnetometrische und eine ballistische Methode derart, daß jede Probe — es handelt sich um Proben in Form von Kreiszylindern, welche vor der Untersuchung durch besondere Wechselstrombehandlung entmagnetisiert wurden — einmal nach der einen und einmal nach der anderen Methode untersucht wurde, wobei es sich ergab, daß beide Methoden nur um 1—2 % differierende Unterschiede ergaben.

Fig. 5 stellt einen Querschnitt durch das Magnetometer dar, welches so aufgestellt wird, daß diese Ebene senkrecht zur magnetischen Meridianebene orientiert ist. Auf beiden Seiten in gleichem Abstand von der aufgehangten Magnetnadel NS sind nach dieser hingerichtet zwei horizontale, gleich beschaffene, hintereinander geschaltete Spulen $A A'$ und $A_1 A_1'$ angebracht, von denen eine die zu untersuchende Probe aufnimmt. Fließt ein Strom durch die beiden Spulen, so hebt sich ihre Wirkung auf die Magnetnadel gegenseitig auf und es wirkt nur das in der zu untersuchenden Probe induzierte Magnetfeld. Die Nadel wird dadurch abgelenkt und man findet aus der Große des Ablenkungs-

---

[1]) Ein anderes Verfahren wandte E. Wilson (Phil. Trans Roy. Soc. London 219 A., 83. 1919) an, bei dem die Feldstärke zwischen 40 und 200 Gauß lag.

[2]) N. Stschodro, Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von Erzproben, Gerl. Beitr. z. Geoph. Bd. XVII, 1927, Heft 1.

winkels die Große $\frac{M}{H}$, wo M das magnetische Moment der Gesteinsprobe, H die erdmagnetische Horizontalintensitat bedeuten. Die Horizontalintensitat H wird durch eine besondere Messung mit Hilfe einer Helmholtzspule, deren beiden Ringe mit C und D bezeichnet sind, bestimmt.

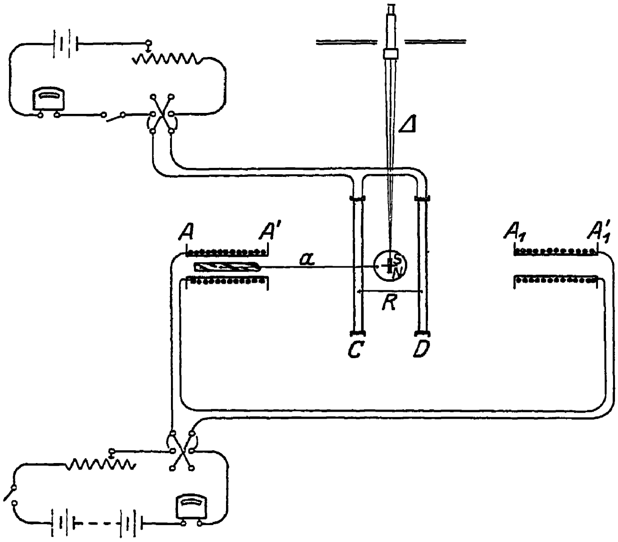


Fig. 5. Magnetometrische Methode (Nach N. Stschodro.)

Damit ergibt sich dann das magnetische Moment M der Gesteinsprobe Die mittlere Magnetisierungsintensitat I ist dann gleich $\frac{M}{V}$, wo V das Volumen der Gesteinsprobe bedeutet Die in der Spule A A′ bzw. A_1 A_1' herrschende Feldstärke $\mathfrak{H}'$ ergibt sich aus den Dimensionen der Spule und der Stromstarke. Damit sind dann alle Bestimmungsstücke, um die Magnetierungskurve aufzunehmen, gegeben.

e) Die ballistische Methode.

In diesem Falle findet man das magnetische Moment M der magnetisierten Gesteinsprobe in folgender Weise: Das magnetisierte Probestück wird rasch in eine enge „Induktionsspule" eingeschoben, dessen Enden mit einem ballistischen Galvanometer verbunden sind. Die durch das Hineinschieben der Proben in der Spule erzeugte Elektrizitätsmenge findet man mit Hilfe einer Eichkurve aus dem Ablenkungswinkel des Galvanometers und daraus dann das Moment M der Gesteinsprobe. In Fig. 6 bedeutet die äußere lange Spule B B′ die „Mag-

netisierungsspule“, d. h. also die stromdurchflossene Spule, in welcher die Gesteinsprobe magnetisiert wird; deren im Innern herrschende Feldstärke $\mathfrak{H}$ ist aus den Dimensionen der Spule und der Stromstärke bekannt. Die „Induktionsspule“ wird durch die kleinere innere Spule A A′ gebildet; deren Windungen sind auf der einen Hälfte b c der dünnwandigen Röhre a b c aufgewickelt, in deren zweiten Hälfte a b sich die Gesteinsprobe p p′ befindet. $\mathfrak{H}$ bedeutet das ballistische Galvanometer.

Das rasche Hineinschieben der Probe p p′ in die Spule A A′ wurde in der Weise erreicht, daß der Apparat schief eingestellt und die Probe während der Beobachtungszeit mittels einer Öse des Fadens q in der bestimmten Entfernung a a′ vom Rande der Spule B B′ gehalten wurde. Wenn es nötig war, ließ man dann die Gesteinsprobe in die Induktions-

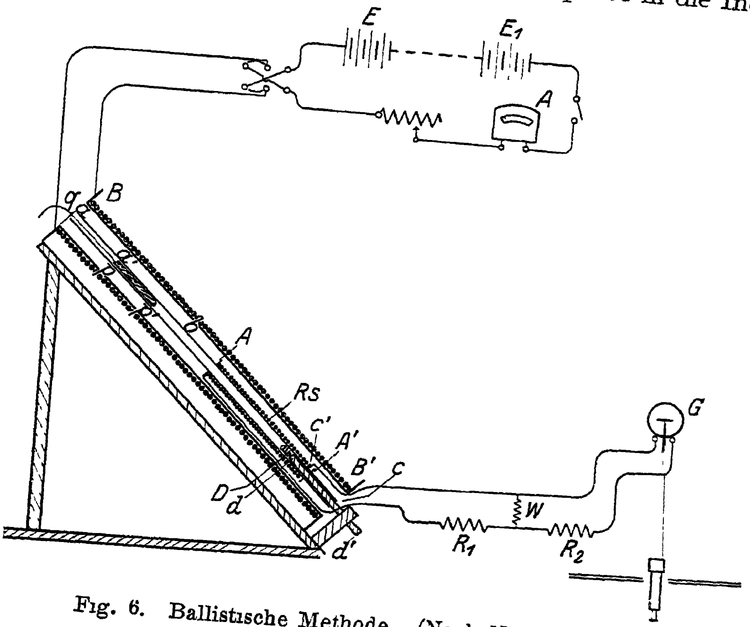


Fig. 6. Ballistische Methode. (Nach N. Stschodro.)

spule A A′ fallen. Nach der Ablesung am ballistischen Galvanometer wurde die Probe dann wieder in die Ausgangsstellung a a′ zurückgezogen, so daß sie sich immer im Felde $\mathfrak{H}$ befand.

Betrachtet man die Ergebnisse, welche die Probenuntersuchungen geben, so ist zunächst zu bedenken, daß die Magnetisierungszahlen bei mehr oder weniger starken Feldstärken ermittelt werden (außer bei den anfangs erwähnten einfachen Methoden). Da die Suszeptibilität

selbst abhangt von der Große der bei der Bestimmung benutzten Feldstärke, so ist es möglich, daß das Verhältnis der Magnetisierbarkeit der einzelnen Gesteinsarten in dem relativ schwachen Erdfeld ein wenig anders ist. Außerdem kann auch dadurch, daß die meisten Proben in pulverisierter Form untersucht werden, die tatsachliche Magnetisierbarkeit etwas von dem ermittelten Wert abweichen. Doch sind diese Ungenauigkeiten, welche den Laboratoriumsuntersuchungen anhaften, geringer als die Unsicherheit, welche aus dem abweichenden Verhalten der einzelnen Proben zueinander entspringt. Bei sehr schwach magnetisierbaren Gesteinen liefern die Laboratoriumsmessungen an den einzelnen Probestücken im Verhaltnis zu der tatsachlich vorhandenen mittleren Suszeptibilitat der ganzen Gesteinsmasse die ungenauesten Resultate. Recht oft ist in solchen Fallen das experimentelle Ergebnis so unsicher, daß es, um die Magnetisierbarkeit solcher Gesteine gegeneinander abzuwägen, oft als sicherer erscheint, den Prozentgehalt an ferromagnetischen Stoffen (in der Regel Magnetit), falls er hinreichend genau bekannt ist, zugrunde zu legen. Fur die Praxis der angewandten Geophysik spielt die genaue Bestimmung der Magnetisierbarkeit der schwach magnetisierbaren Gesteine keine wichtige Rolle

Zweites Kapitel.

Die theoretischen Beziehungen zwischen eingelagerten Störungsmassen und örtlichen erdmagnetischen Störungen.

§ 1. Geschichtliches.

Die theoretischen Untersuchungen über die Zusammenhange, welche zwischen Verlauf und Starke der magnetischen Storungen an der Erdoberflache und der Tiefe, Form und Lage der sie verursachenden magnetischen Storungsmassen bestehen, wurden bald nachdem vor etwa einem halben Jahrhundert die magnetischen Beobachtungen fur gewisse Fragen des Bergbaus praktische Bedeutung erlangten, in die Wege geleitet, wenn auch zunächst noch recht unvollkommen.

R. Thalén[1]), ebenso spater Th. Dahlblom[2]), faßte die magnetischen Erzlagerstätten als ideelle stabförmige Magnete mit einem Nordpol und

[1]) Robert Thalén, Berg- und Hüttenm. ZS. 1875. Sur la Recherche des Mines de Fer à l'aide de Mesures magnétiques. Upsala 1877. Iern-Kontorets Annaler 1879, ubersetzt von B. Turley, Leipzig, H Felix, 1879.

[2]) Th. Dahlblom, Om Magnetiska Fyndigheter och deras Undersoknung medelsk Magnetometer. Falun 1898, übersetzt von P. Uhlich, Magnetische Erzlagerstätten. Freiberg i. S. 1899.

einem Südpol auf. Durch Annahme verschiedener Lagen und Größen solcher Dipole konnte man dann sehr viele Spezialfälle konstruieren. H. L. Smyth[1]) veröffentlichte später Ergebnisse von theoretischen Betrachtungen, wobei die magnetischen Erzlager als plattenförmige Lagerstätten von bestimmter Mächtigkeit betrachtet wurden, die nach unten zu unbegrenzt sind, es entspricht dies der Annahme einer Anzahl von Südpolen nahe der Oberfläche. P. Uhlich[2]) erweiterte die Untersuchungen auch für Fälle, in welchen die plattenförmigen Lagerstätten nach der Tiefe zu begrenzt sind. Auch in neuerer Zeit hat noch A. Wagner[3]) mit der vereinfachenden Annahme eines einzigen Südpols gerechnet, welches freilich zu falschen Schlußfolgerungen führte.

Bei allen diesen theoretischen Betrachtungen nahm man lediglich die empirisch festgestellte Tatsache, daß gewisse Erzlagerstätten magnetisch waren, als gegeben an. Die Frage, wie dieser Magnetismus beschaffen war und in welchen Beziehungen die magnetische Suszeptibilität der Erzmasse und diejenige des Nebengesteins dazu standen, wurde nicht in die theoretischen Untersuchungen mit einbezogen, noch viel weniger die Frage nach der Ursache der Magnetisierung. Erst durch die strengeren Untersuchungen von Eötvös und v. Carlheim-Gyllenskiölds wurde die Theorie der örtlichen magnetischen Störungen auf eine andere Basis gestellt. Eötvös[4]) stellte auf Grund der Annahme des Poissonschen Satzes für beliebig gestaltete Massen mathematische Beziehungen auf zwischen den Unterschieden in der Magnetisierbarkeit der Gesteinsmassen im Untergrund, deren Dichteunterschieden einerseits und erdmagnetischen und Drehwaagemessungen auf der Erdoberfläche andererseits und zeigte auch an Hand von praktischen Messungen in der ungarischen Tiefebene die magnetische und gravimetrische Wirkung des von der Alluvialdecke überdeckten Grundgebirges. v. Carlheim-Gyllenskiöld[5]) führte dann einige Jahre

---

[1]) H. L. Smyth, U. S. Geological Survey, Monograph 36, Crystall Falls usw. Washington 1899.

[2]) P. Uhlich, Aufsuchung magnetischer Erzlagerstätten. Jahrb. f. Berg- u. Hüttenwesen. Freiberg i. S., 1902.

[3]) A. Wagner, Erdmagnetische Messungen zwecks Aufsuchung isolierter, schwach magnetischer Erzlager. ZS. f. angew. Geophysik, März 1924.

[4]) R. v. Eötvös, Bestimmung der Gradienten der Schwerkraft und ihrer Niveauflächen mit Hilfe der Drehwaage. XV. Allgem. Konferenz der Intern. Erdmessung. Budapest 1906 (S. 392—394).

[5]) v. Carlheim-Gyllenskiöld, A brief account of a magnetic survey of the iron ore field of Kiirunavaara, Stockholm 1910; Magnetic Survey of the iron ore field of Kiirunavaara. Scientific and practical researches in Lappland. Stockholm 1910.

spater an dem bekannten Spezialfall der Magneteisenlagerstatten von Kiirunavaara in Schweden die Berechnungen durch auf Grund der exakten Induktionstheorie, indem er also voraussetzte, daß die Magnetisierung von der induzierenden Wirkung des Erdfeldes herruhrte. Er identifizierte das Erzlager mit einem elliptischen Zylinder von unbegrenzter Lange und berechnete daraus die zueinander senkrechten Komponenten der magnetischen Kraft im Außenfeld des Zylinders fur einige Punkte der Erdoberflache. Rechnung und Beobachtung der magnetischen Storungskomponenten stimmten in hinreichend genugender Weise uberein (vgl. S. 361)

In der neueren Zeit, seitdem man das magnetische Verfahren auf mannigfache Aufgaben der geologischen Forschung ausdehnte und weiter ausgestaltete, mußte notwendigerweise auch die Theorie der Beziehungen, welche zwischen den erdmagnetischen Anomalien und den sie verursachenden Massen im Untergrund bestehen, fur allgemeine Falle weiter ausgebaut werden. Die Induktionstheorie auf Grund des Poissonschen Satzes ist mathematisch streng nur moglich, wenn man die Einlagerung als von einer Flache zweiten Grades begrenzt voraussetzt. Diesen Weg haben J KONIGSBERGER[1]) und sein Schuler R. GRIESSER[2]) weiter beschritten und die Berechnungen fur Kugeln und einem System von abgeplatteten Rotationsellipsoiden verschiedener Abplattung und Lage durchgefuhrt. Da in der Natur die geologischen Massen selten eine solche Form besitzen, fur welche die exakte Induktionstheorie streng anwendbar ist, wurden vom Verf.[3]) die Berechnungen fur verschieden gestaltete Einlagerungen durchgefuhrt auf Grund der — theoretisch fur solche Formen nicht ganz strengen — Induktionstheorie, wobei auch der Einfluß verschiedener Inklination und verschiedener Streichungsrichtung mit untersucht wurde.

Neben den theoretischen Untersuchungen sind auch Modellversuche ausgefuhrt worden, deren Wert naturlich nur ein sehr bedingter ist, denn es ist weder moglich, das Verhaltnis der Dimensionen in der Natur annähernd richtig wieder zu geben, noch die Magnetisierungsverhalt-

[1]) J. KONIGSBERGER, Zur Deutung der Karten magnetischer Isanomalen und Profile. Gerl. Beitr. z. Geophysik, Bd. XIX, Heft 2/3, 1928.

[2]) R. GRIESSER, Berechnung der Storungen in der Deklination und Horizontalintensitat durch Eisenerzlager, die als abgeplattete Rotationsellipsoide aufgefaßt werden konnen. Dissert., Freiburg i. Br 1920.

[3]) H. HAALCK, Theorie der magnetischen Aufschlußmethode, ZS. f. Geophysik 2, 1. 1926, Die magnetischen Verfahren der angewandten Geophysik, Berlin 1927. (Die in diesen Arbeiten entwickelten Formeln sind durch die folgenden genaueren Ableitungen als uberholt anzusehen.)

nisse, zumal die Frage wie weit die Induktionstheorie die tatsachlich gemessenen erdmagnetischen Storungen, welche von einer Einlagerung oder einem Schichtenkomplex abweichender Magnetisierung hervorgerufen wird, erklart, noch nicht vollstandig entschieden ist Solche Modellversuche mit vergrabenen Eisenplatten und -staben sind von P. UHLICH[1]) und ebenfalls von W O. HOTCHKISS[2]) und seinen Mitarbeitern gemacht worden.

§ 2. Das Grundprinzip für die theoretischen Beziehungen.

Die Grundlage, auf welche sich eine Theorie des Zusammenhanges zwischen erdmagnetischen Anomalien und den sie verursachenden Massen aufbauen laßt, kann einmal darin bestehen, daß man annimmt, die Massen waren unter der Einwirkung der Induktion des Erdfeldes magnetisiert. Damit macht man aber eine Voraussetzung, welche, obwohl sie allgemein zuzutreffen scheint — jedenfalls was die Magnetisierungsrichtung anbelangt —, noch nicht als vollkommen gultig angesehen werden kann. Andererseits kann man auch ohne jede Voraussetzung uber die Ursache der Magnetisierung vorgehen und nur davon ausgehen, daß die Massen magnetisiert sind von unbekannter Richtung und Große, um dann an Hand der praktischen Ergebnisse in der Natur zu prufen, wieweit die Magnetisierungen mit der Induktion durch das erdmagnetische Feld in Einklang zu bringen sind Im folgenden soll der letztere Weg eingeschlagen werden

Eine wesentliche Voraussetzung fur alle theoretischen Berechnungen ist die Annahme der homogenen Magnetisierung Eine gleichmaßige Magnetisierung ist nur möglich bei Korpern, welche von einer Flache zweiten Grades begrenzt werden, wobei naturlich die durchaus gleichmaßige Suszeptibilitat des ganzen Korpers Voraussetzung ist. Die Magnetisierung beliebig gestalteter Körper laßt sich mit mathematischer Exaktheit nicht erfassen, ihre Berechnung ist nur mit Hilfe sehr schwieriger, mehr oder weniger guter Annaherungsverfahren moglich und kommt fur geophysikalische Fragen wohl uberhaupt

---

[1]) P. UHLICH a. a O. siehe S. 321

[2]) W. O. HOTCHKISS, E. F. BEAN und O. W. WHEELWRIGHT, Mineral land classification. Wisconsin Geol. and Natural History Survey Bull. Nr. 44, 1905. Letzterer entwickelte auch den Begriff der magnetischen Linie als der Verbindungslinie aller extremen Punkte, wobei als ein solcher Extremalpunkt ein extremer Punkt in demjenigen Profil gilt, welches von den unendlich vielen Profilen an der betreffenden Stelle den raschesten Anstieg und Abfall zeigt. Die magnetische Linie fällt in den allermeisten Fällen mit der Richtung des Streichens der magnetisch storenden Masse zusammen.

nicht in Frage. Andererseits besitzen aber die Einlagerungen oder Schichtenkomplexe im Untergrund, welche Storungen des Magnetfeldes der Erde an der Erdoberflache hervorrufen, selten mit guter Annaherung eine solche Form, fur welche eine homogene Magnetisierung moglich ist Da man — wie bei allen Fragen der Theorie in per praktischen Geophysik — von vornherein auf vollkommene mathematische Exaktheit verzichten muß, liegt es nahe, die Annahme der homogenen Magnetisierung mit Annaherung auch fur geologische Massenkonfigurationen zu machen, welche nicht mehr von einer Flache zweiten Grades begrenzt werden. Es fragt sich nur, ob der Grad der Annäherung fur die Fragen der praktischen Geophysik ein genugender ist (vgl. Beispiel S. 361). In der Nahe von Ecken und Kanten gelten die auf Grund einer solchen Annahme erhaltenen Formeln sicher nicht; mit der Entfernung nimmt aber der Grad der Annaherung zu. Andererseits kann die exakte Induktionstheorie, da sie sich immer nur auf Formen, welche von einer Flache zweiten Grades begrenzt werden, beschranken muß, für die Anwendung auf beliebig gestaltete Korper keine bessere Annaherung darstellen Will man, wie KONIGSBERGER vorschlägt, unregelmaßig gestaltete Einlagerungen in erster Annaherung als Kombination verschieden liegender Ellipsoide auffassen, so bedeutet es eine — für die Praxis kaum mogliche — Umstandlichkeit und stellt doch keine großere Annaherung dar, als man unter Annahme der gleichformigen Magnetisierung fur beliebig gestaltete Massen erzielt Da namlich die einzelnen Ellipsoide dann nicht im homogenen, sondern in dem von den Nachbarellipsoiden deformierten Felde liegen, so gilt das Superpositionsprinzip nur, wenn die Deformationen sehr schwach sind Berucksichtigt man, daß Inhomogenitäten in der magnetisierbaren Substanz, die mathematisch nicht erfaßbaren Unregelmaßigkeiten ihrer Begrenzung und die rechnerischen Schwierigkeiten in der Bestimmung der Magnetisierung beliebig geformter Korper es unmoglich machen, die Beziehungen zwischen ortlichen erdmagnetischen Storungen und magnetisch störenden Massen in voller Strenge wiederzugeben, so liegt die Annahme der gleichmaßigen Magnetisierung innerhalb der überhaupt jeder Theorie anhaftenden Unsicherheit, und der Grad ihrer Annaherung ist für die allermeisten Falle als genügend anzusehen. Ein Kriterium uber den Grad der Annäherung gibt es nicht; die Anwendung auf praktische Beispiele (vgl. S. 361) läßt aber erkennen, daß sie genugt. Nur bei sehr oberflachennahen Magnetit- bzw. magnetitreichen Lagerstatten — besonders wenn sie sehr zerrissen sind — empfiehlt es sich, hinsichtlich dieser Voraussetzung vorsichtig zu sein.

§ 3. Der Zusammenhang zwischen den örtlichen Störungen des magnetischen und des gravimetrischen Kraftfeldes der Erde.

Unter Voraussetzung der homogenen Magnetisierung besteht nach dem Satz von POISSON zwischen dem Schwerepotential W und dem magnetischen Potential P einer Masse M eine mathematische Beziehung, welche durch folgende Formel ausgedrückt wird

$$P = J\frac{dW}{di}, \text{ ausgedrückt in } \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)},$$

wo J die Stärke der Magnetisierung, die i-Achse die Richtung der Magnetisierung, G die Gravitationskonstante, $\sigma - \sigma_0$ die Dichtedifferenz bedeuten. Durch Differentiation folgt:

$$\frac{\partial P}{\partial s} = J\frac{\partial^2 W}{\partial i\, \partial s} = J\frac{\partial}{\partial s}\left\{\frac{\partial W}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial i} + \frac{\partial W}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial i} + \frac{\partial W}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial i}\right\},$$

d. h. die magnetische Kraft in Richtung s ist proportional der in diese Richtung fallenden Komponenten des Gradienten der Schwerkraftskomponenten, welche der Magnetisierungsrichtung parallel ist. Magnetische und Drehwaagemessungen, mit deren Hilfe man gewisse zweite Differentialquotienten des Schwerepotentials ermittelt, stehen also in Beziehung zueinander. Aus vereinigten magnetischen und Drehwaagemessungen läßt sich die Magnetisierung homogen magnetisierter Massen berechnen, wenn noch eine weitere Voraussetzung über die Gestalt der Masse gemacht wird.

Die Komponenten der magnetischen Kraft ergeben sich aus der obigen Beziehung:

$$X = \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)}\left\{\alpha\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \beta\frac{\partial^2 W}{\partial x\, \partial y} + \gamma\frac{\partial^2 W}{\partial x\, \partial z}\right\},$$

$$Y = \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)}\left\{\alpha\frac{\partial^2 W}{\partial x\, \partial y} + \beta\frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \gamma\frac{\partial^2 W}{\partial y\, \partial z}\right\},$$

$$Z = \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)}\left\{\alpha\frac{\partial^2 W}{\partial x\, \partial z} + \beta\frac{\partial^2 W}{\partial y\, \partial z} + \gamma\frac{\partial^2 W}{\partial z^2}\right\},$$

wobei

$$\alpha = J\frac{\partial x}{\partial i}$$

$$\beta = J\frac{\partial y}{\partial i}$$

$$\gamma = J\frac{\partial z}{\partial i}$$

gesetzt ist.

Unter Berucksichtigung der Laplaceschen Gleichung:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = 0$$

und der Bezeichnung

$$U_\Delta = \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 W}{\partial x^2}$$

konnen wir die drei Komponenten der storenden magnetischen Kraft direkt in Beziehung bringen zu den Großen, welche mit der Drehwaage ermittelt werden:

$$(1)\begin{cases} \beta \cdot X - \alpha Y = \dfrac{1}{G(\sigma - \sigma_0)} \{-\alpha\beta U_\Delta + (\beta^2 - \alpha^2) U_{xy} + \beta\gamma U_{xz} - \alpha\gamma U_{yz}\}, \\ 2\gamma X + \alpha Z = \dfrac{1}{G(\sigma - \sigma_0)} \{-\alpha\gamma U_\Delta + 2\beta\gamma U_{xy} + (\alpha^2 + 2\gamma^2) U_{xz} + \alpha\beta U_{yz}\} \end{cases}$$

Diese bereits von Eotvos abgeleiteten Formeln geben also die Beziehungen, welche in einem Untersuchungsgebiet bestehen zwischen den drei Komponenten der storenden erdmagnetischen Kraft und den gravimetrischen Großen, welche mit Hilfe der Drehwaage gemessen werden Eotvös gibt außerdem noch eine dritte Gleichung, welche aber keine selbstandige Beziehung darstellt, sondern identisch mit den ersten beiden ist. Es ist also nicht moglich, aus kombinierten Drehwaage- und magnetischen Messungen und wenn man die Dichtedifferenz als bekannt voraussetzt, die drei Komponenten α, β und γ der Magnetisierung irgendwie gestalteter homogen magnetisierter Massen zu berechnen, wenn man nicht noch eine weitere Annahme — entweder die Form der Masse oder die Richtung der Magnetisierung betreffend — macht.

Voraussetzung bei solchen Kombinationen von magnetischen und Drehwaagemessungen ist, daß nicht verschiedene Massen die Störungen hervorrufen, daß also die Masse, welche die Schwerestorung verursacht, auch gleichzeitig Ursache der erdmagnetischen Anomalie ist, eine Voraussetzung, welche nicht immer erfullt ist.

Bei den erdmagnetischen Messungen werden meistens folgende drei Großen gemessen:

1. die Horizontalintensitat H,
2. die Vertikalintensitat Z,
3. die Deklination D.

Bezeichnen wir mit H_0 Z_0 und D_0 die entsprechenden normalen Werte der erdmagnetischen Kraft in dem betreffenden Gebiet, so sind die Störungsbeträge d H, d Z, und d D ausgedrückt in X, Y und Z nach Fig. 7.

$$\begin{aligned} Y &= (H_0 + dH) \sin dD \\ X &= (H_0 + dH) \cos dD - H_0 \qquad (2) \\ Z &= dZ \end{aligned}$$

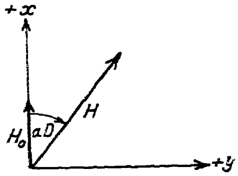


Fig. 7. Horizontale Störungskomponenten

Betrachten wir den Spezialfall, daß die magnetisch bzw. gravimetrisch störenden Massen in einer Richtung, z. B. der y-Achse, gleichmäßig gestaltet sind und sich weithin erstrecken, so vereinfachen sich die Formeln (1), da U_{yz}, $\frac{\partial^2 W}{\partial y^2}$ und U_{xy} gleich Null werden (das Koordinatensystem werde in diesem Falle mit y' x' z bezeichnet):

$$\begin{aligned} X' &= \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)} \left\{ \alpha' \frac{\partial^2 W}{\partial x'^2} + \gamma U_{x'z} \right\} \\ Y' &= 0 \qquad (3) \\ Z &= \frac{1}{G(\sigma - \sigma_0)} \left\{ \alpha' U_{x'z} - \gamma \frac{\partial^2 W}{\partial x'^2} \right\} \end{aligned}$$

Die dritte Komponente β' der Magnetisierung fällt aus den Gleichungen heraus; diese bleibt also unbekannt und wir erhalten in diesem Spezialfall nur die beiden Komponenten α' und γ der Magnetisierung, d. h. also die vertikale und die senkrecht zur Richtung des Streichens verlaufende

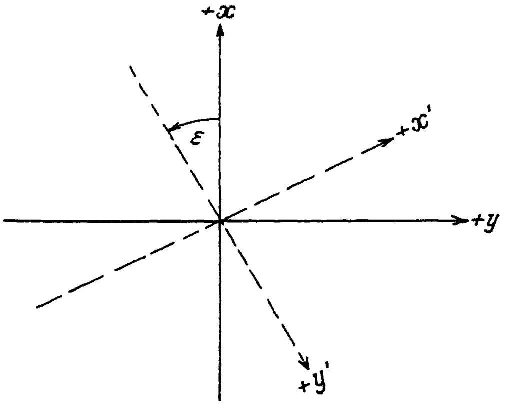


Fig. 8. Kordinatensystem.

Das Koordinatensystem x y z, welches identisch sein muß mit demjenigen, auf welches sich die Drehwaagemessungen beziehen, werde jetzt so gelegt, daß die x-Achse mit der ungestörten magnetischen Meridianrichtung, pos. nach Norden, zusammenfällt, die y-Achse (also auch d D) pos. nach Osten, die z-Achse pos. senkrecht nach unten.

Ist dann ε der Winkel, den im Falle des betrachteten Spezialfalls die Richtung des Streichens mit der normalen magnetischen Nord-

richtung einschließt (pos. im Sinne + x-Achse nach Westen gerechnet), so ist nach Fig. 8:

$$(4a)\qquad \begin{aligned} \alpha' &= \alpha \sin \varepsilon + \beta \cos \varepsilon \\ \beta' &= \beta \sin \varepsilon - \alpha \cos \varepsilon \end{aligned}$$

$$(4b)\qquad \begin{aligned} X' &= X \sin \varepsilon + Y \cos \varepsilon \\ Y' &= Y \sin \varepsilon - X \cos \varepsilon \\ Z &= d\, Z \end{aligned}$$

Ebenso folgt nach den Transformationsgleichungen der gravimetrischen Größen, welche mit der Drehwaage ermittelt werden, für die in Frage kommenden Komponenten[1])

$$(4c)\qquad \begin{aligned} \frac{\partial^2 W}{\partial x' \partial z} &= \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z} \sin \varepsilon + \frac{\partial^2 W}{\partial y \partial z} \cos \varepsilon \\ \frac{\partial^2 W}{\partial x'^2} &= U_\Delta \cos 2\varepsilon + 2\, U_{xy} \sin 2\varepsilon. \end{aligned}$$

Mit Hilfe der Formeln (1) und (3), welche den Zusammenhang zwischen Drehwaage- und magnetischen Messungen darstellen, kann man alle Sätze über die Beziehungen, welche man kennt zwischen dem Verlauf der Gradienten und Krümmungsgrößen auf der Erdoberfläche einerseits und der Dichteungleichheit im Untergrund andererseits übertragen auf die Beziehungen, welche bestehen zwischen den erdmagnetischen Anomalien und den sie verursachenden magnetisch störenden Massen Diese sind naturgemäß bedeutend weniger einfach, da einmal die Rechnung wegen der Annahme der homogenen Magnetisierung nicht vollkommen exakt ist, andererseits die hinzutretende Richtung der Magnetisierung die Beziehungen komplizierter macht.

Die aufgestellten mathematischen Beziehungen sind **unabhängig von der Ursache der Magnetisierung der Massen.** Nehmen wir jetzt an, daß diese von der Induktion des gegenwärtigen Erdfeldes herrührt, so ist

$$(5)\qquad \begin{aligned} \alpha &= (\varkappa - \varkappa_0)\, H_0 \\ \beta &= 0 \\ \gamma &= (\varkappa - \varkappa_0)\, Z_0 \\ \text{oder } J &= (\varkappa - \varkappa_0) \cdot F_0, \end{aligned}$$

wobei $\varkappa$ die Magnetisierbarkeit der Einlagerung, $\varkappa_0$ diejenige des Nebengesteins, F_0 die Totalintensität des normalen Erdfeldes bedeuten. Dabei ist stets zu beachten, daß der Entmagnetisierungsfaktor, d. h

[1]) Vgl. H. Haalck, Die gravimetrischen Verfahren der angewandten Geophysik S. 10. Berlin 1929.

die Rückwirkung der induzierten magnetischen Verteilung auf das induzierende Feld in der Theorie vernachlässigt wird.

Um an einem theoretischen Beispiel die gravimetrische und magnetische Wirkung von Unebenheiten eines unterirdischen Gebirges, welches eine größere Dichte und stärkere Magnetisierbarkeit

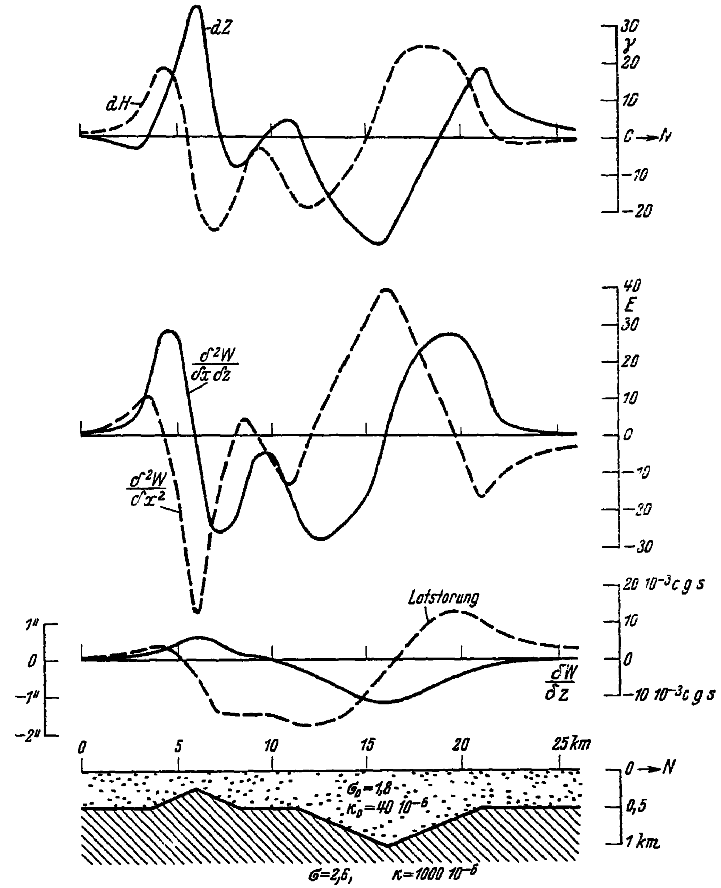


Fig. 9. Durch Ungleichmäßigkeiten des Grundgebirges verursachte magnetische und gravimetrische Lokalstörungen (Nach Eötvös.)

als das Deckgebirge besitzt, zu zeigen, betrachten wir das schematische Beispiel Fig. 9 (nach R. Eötvös)[1]. Die Figur zeigt, wie die Unebenheiten des Grundgebirges sich durch Störungen in der Schwerkraft

[1]) R. Eötvös, Bericht über geodätische Arbeiten in Ungarn, besonders über Beobachtungen mit der Drehwaage. Verh. d. XVI. allg. Konferenz d. intern. Erdmessung in London und Cambridge, 1909 (S. 335).

und des erdmagnetischen Feldes an der Erdoberflache bemerkbar machen, und zwar sind angegeben in den unteren Kurven die Intensitatsstorungen der Schwerkraft (ausgezogen) in Einheiten von 10^{-3} c g s und die Lotstorungen (gestrichelt) in Winkelsekunden, in den mittleren Kurven die Wirkungen auf die Gradienten (ausgezogen) und Krummungsgroßen (gestrichelt) in Eotvos-Einheiten, in den oberen Kurven die erdmagnetischen Storungen in der Horizontal- (gestrichelt) und der Vertikalintensitat (ausgezogen) in $\gamma = 10^{-5}$ c g s Einheiten. Dabei sind fur die absoluten Werte der erdmagnetischen Kraftekomponenten

$$H = 20000\,\gamma$$
$$Z = 40000\,\gamma$$

(etwa mitteleuropaischen Breiten entsprechend) vorausgesetzt Da die Streichungsrichtung auf den Verlauf der erdmagnetischen Storungen von — wenn auch fur Gebiete großerer Inklination nicht sehr erheblichem — Einfluß ist, wurde die magnetische Nordrichtung wie angegeben vorausgesetzt.

Ein praktisches Beispiel fur den Zusammenhang zwischen Drehwaage- und erdmagnetischen Messungen zeigt die Bearbeitung der magnetischen und gravimetrischen Meßergebnisse der Anomalie im Gouvernement Kursk in Rußland (siehe S. 365).

§ 4. Besondere Formen der storenden Masse.

a) Kugel, von Flächen zweiten Grades begrenzte Körper.

Der rechnerisch einfachste Fall, in welchem eine homogene Magnetisierung des Korpers vorhanden ist, ist die Annahme, daß die Einlagerung die Form einer homogenen Kugel besitze. Das magnetische Potential einer magnetisierten Kugel vom Radius R, der Magnetisierung J ist in einem Punkte außerhalb:

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 J \frac{\cos\varepsilon}{r^2},$$

wo r die Entfernung des Punktes vom Kugelmittelpunkt, ε den Winkel zwischen Richtung der Magnetisierung und r bedeuten.

Unter der Annahme, daß die Kugel durch die Induktion des Erdfeldes magnetisiert sei, folgt daraus fur die Störung der erdmagnetischen Elemente: Horizontalintensitat (d H), Deklination (δ) und Vertikalintensitat (d Z) in einem Punkte P der Erdoberflache:

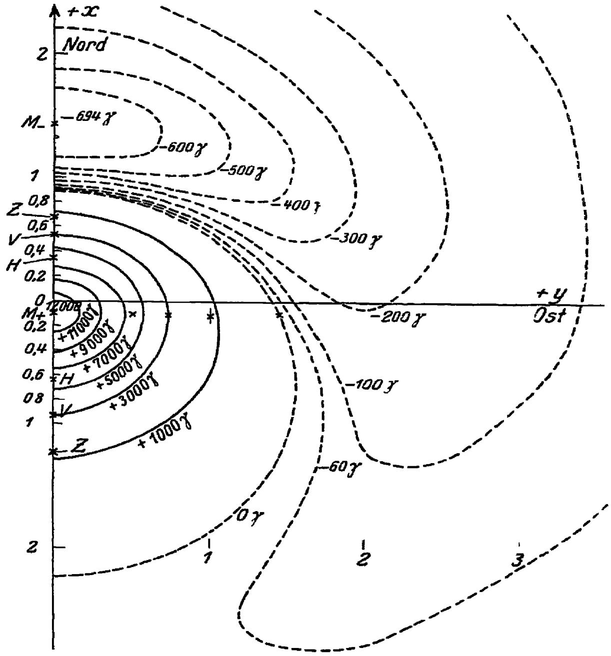


Fig. 10 a Isanomalen der Vertikalintensität

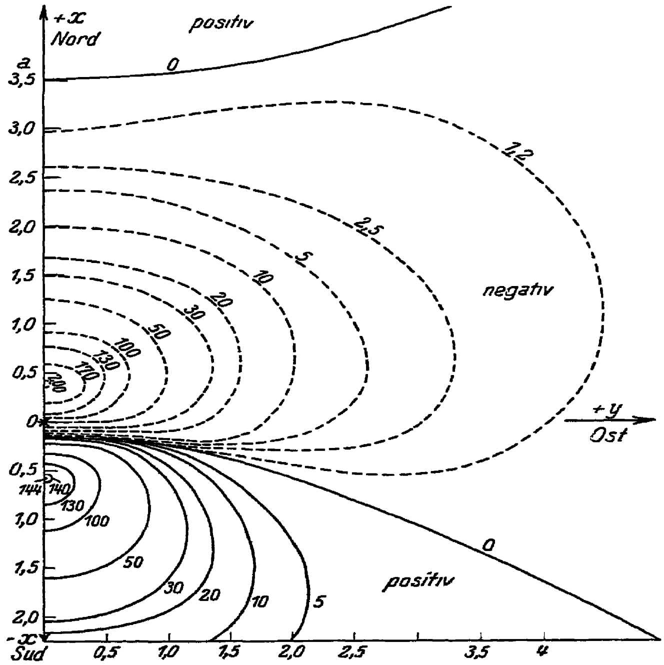


Fig 10 b Isanomalen der Horizontalintensität.

$$dH = -C \cdot \frac{H_0}{r^5}\left[t^2 - 2x^2 + 3xt \cdot \frac{Z_0}{H_0}\right]$$

$$dZ = -C \cdot \frac{Z_0}{r^5}\left[x^2 - 2t^2 + 3xt \cdot \frac{H_0}{Z_0}\right]$$

$$\operatorname{tg}\delta = C \cdot \frac{3y}{r^5}\left[x - t \cdot \frac{Z_0}{H_0}\right],$$

wobei

$$C = \frac{(\varkappa - \varkappa_0)\frac{4}{3}\pi R^3}{1 + \frac{4}{3}\pi(\varkappa - \varkappa_0)}$$

gesetzt ist. Dabei bedeuten.

t die Tiefe des Kugelmittelpunktes unter der Oberflache, y, x die Koordinaten von P, wobei der Nullpunkt senkrecht uber dem Kugelmittelpunkt liegt, x in Richtung des magnetischen Meridians, pos. nach Norden, y senkrecht dazu, pos. nach Osten

$\varkappa - \varkappa_0$ ist der Unterschied in der Magnetisierbarkeit der Kugelmasse gegen diejenige des Nebengesteins.

Mit Hilfe dieser Formeln kann man den Verlauf der durch die Einlagerung verursachten Storungen des Erdfeldes ausrechnen. Fig. 10 zeigt den Verlauf der Isanomalen der Vertikalintensitat (Fig. 10 a), der Horizontalintensitat (Fig. 10 b) und der Deklination (Fig. 10 c)[1]), wobei gesetzt ist:

$$R = t = 1$$

$$\left.\begin{array}{l} H_0 = 0{,}2 \\ Z_0 = 0{,}45 \end{array}\right\} \text{d. i. } i = 66^0$$

$$\varkappa - \varkappa_0 = 10^{-3}.$$

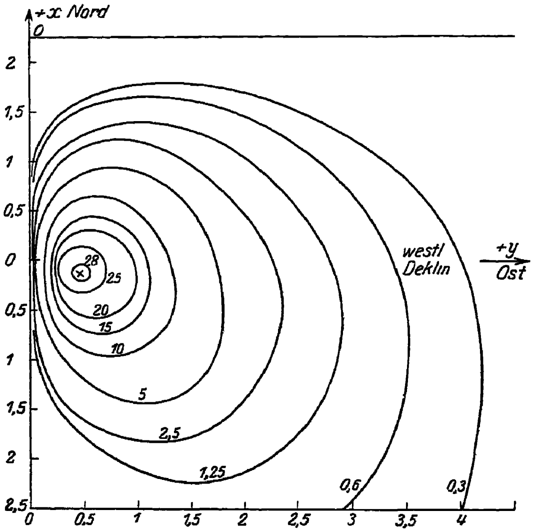


Fig. 10c Isanomalen Deklination verursacht durch eine eingelagerte Kugel. (Nach J. KÖNIGSBERGER.)

(In Fig. 10a müssen die angegebenen γ-Werte noch mit dem Faktor 0,0326 multipliziert werden.) Es ist nur der eine Teil der Kurven wiedergegeben, da die andere Seite symmetrisch dazu verlauft.

[1]) Nach J. KONIGSBERGER a. a. O. siehe S. 322.

Um zu erkennen, wie die störenden Kräfte von Stärke und Richtung des normalen Erdfeldes beeinflußt werden, d. h. also an welchem Ort auf der Erdoberfläche wir uns befinden, betrachten wir die Gebiete mit folgenden Werten der normalen Horizontal- und Vertikalintensität

a) $Z_0 = 0{,}075 \quad H_0 = 0{,}30 \quad$ d. i. $\; i = 14\tfrac{1}{2}^0$
b) $Z_0 = 0{,}24 \quad H_0 = 0{,}24 \quad$ d. i. $\; i = 45^0$
c) $Z_0 = 0{,}40 \quad H_0 = 0{,}20 \quad$ d. i. $\; i = 63\tfrac{1}{2}^0$

Fig. 11a, b, c zeigt den Verlauf der Störung in der Vertikal- (ausgezogene Kurve) und Horizontalintensität (gestrichelte Kurve) längs des

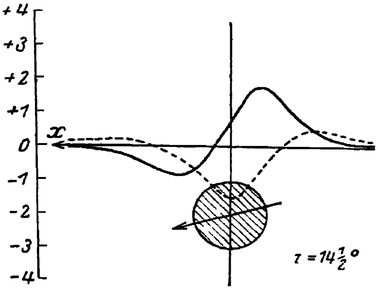


Fig. 11a

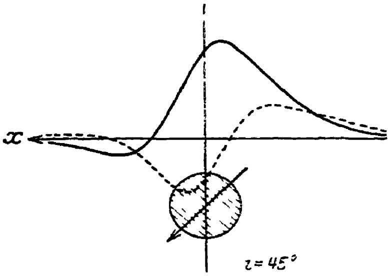


Fig. 11b

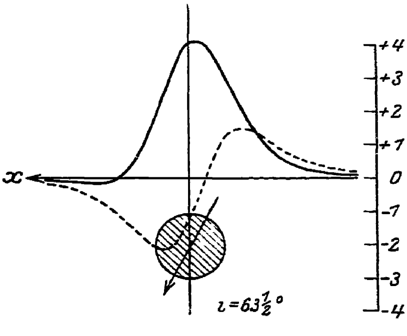


Fig. 11c.

Verlauf der durch eine eingelagerte Kugel verursachten magnetischen Störung bei verschiedener Inklination

in der magnetischen Meridianebene liegenden Profils [Ordinateneinheit ist $\frac{C}{5}$]. Der Pfeil gibt die Magnetisierungsrichtung an

Auf der südlichen Halbkugel hat die Vertikalintensität negatives Vorzeichen; die Magnetisierungsrichtung ist dann entsprechend umgekehrt (vgl. S. 346).

Man erkennt, daß die extreme positive Anomalie sowohl in der Vertikalintensität wie in der Horizontalintensität gegen die Projektion

des Mittelpunkts der storenden Masse auf der Erdoberflache nach Suden, die extreme negative Anomalie nach Norden hin verschoben ist, und zwar fur die positiven Maxima um so mehr, je kleiner die Inklination ist, fur die negativen Maxima um so weniger. Die Große der Storung (d i. die Differenz zwischen Minimum und Maximum) nimmt fur beide Kraftkomponenten mit abnehmender Inklination ebenfalls ab. Im ubrigen kann man Einzelheiten den graphischen Kurven entnehmen.

Aus den Formeln S. 332 folgt, daß bei gleicher Mittelpunktstiefe eine eingelagerte Kugel von großem Volumen und geringerer Magnetisierbarkeit dieselben erdmagnetischen Störungen hervorruft, wie eine kleinere Kugel von entsprechend großerer Magnetisierbarkeit.

Die exakte Induktionstheorie laßt sich weiter ausbauen fur alle Korper, welche von einer Flache zweiten Grades begrenzt werden[1]).

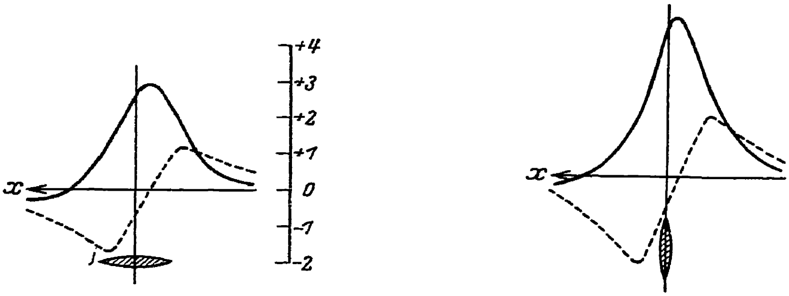


Fig. 12a. Fig. 12b

Fig. 12 Verlauf der durch ein eingelagertes Rotationsellipsoid verursachten magnetischen Störung bei vertikal und bei horizontal gerichteter Achse

Wahrend die Formeln fur die Kugelform ziemlich einfach sind, wird die Berechnung des Außenfeldes eines magnetisierten dreiachsigen Ellipsoids aber so umstandlich, daß sie fur geophysikalische Aufgaben nicht in Betracht kommen kann. Auch fur die einfachere Form des Rotationsellipsoid bleiben die Rechnungen noch recht umstandlich. J. KÖNIGSBERGER[2]) und sein Schuler R. GRIESSER haben solche Rechnungen fur ein System von Rotationsellipsoiden von verschiedenen Achsenverhaltnissen und verschiedenen Lagen durchgefuhrt und daraus Beziehungen abgeleitet, wie man aus dem auf der Erdoberfläche ausgemessenem Storungsfeld, welches durch so geformte Masseneinlagerungen verursacht wird, auf Lage, Tiefe und Form der magnetischen Störungsmassen schließen kann. Fig. 12a, b

[1]) Ableitungen der Formeln finden sich z. B. in: AUERBACH in Winkelmanns Handbuch der Physik, Leipzig 1908, Bd. 5, S. 140ff.

[2]) J. KÖNIGSBERGER a. a. O. siehe S. 322.

gibt z. B den Verlauf der in der magnetischen Meridianebene liegenden horizontalen (gestrichelt) und vertikalen (ausgezogen) Störungskomponenten wieder für eine vertikal bzw horizontal liegendes Rotationsellipsoid mit den Halbachsen $a = 0{,}4\,t$ und $b = 0{,}02\,t$ für mitteleuropäische Breiten ($H_0 = 0{,}2$ und $Z_0 = 0{,}4$ c g s d. h $i = 63\frac{1}{2}°$) von gleicher Mittelpunktstiefe[1]); Einheit der Ordinate ist

$$\frac{1}{5}\,\frac{\frac{4}{3}\pi\, a^2 b\,(\varkappa - \varkappa_0)}{1 + \frac{4}{3}\pi\,(\varkappa - \varkappa_0)}.$$

Für den Spezialfall, daß ein dreiachsiges Ellipsoid in einen unendlich langen elliptischen Zylinder ausartet, dessen Achse parallel der Erdoberfläche liegt, vereinfachen sich die Formeln ebenfalls. V Carlheim-Gyllensköld[2]) gibt die in diesem Falle geltenden Formeln an und wendet sie auch praktisch auf das Magneteisenlager von Kiirunavaara an. In allen diesen Fällen ist die Umständlichkeit für die Berechnungen des Störungsfeldes von Lagerstätten und geologischen Formationen aber doch so groß, daß sie sich für eine allgemeine Anwendung in der praktischen Geophysik nicht eignen Einfach und bequem werden die Formeln nur für den Fall, daß der elliptische Querschnitt des Zylinders ausartet in einen Kreiszylinder. Steht dieser senkrecht zum Erdfeld, d. h. bei einer Streichungsrichtung senkrecht zum magnetischen Meridian, so werden die Formeln[3])·

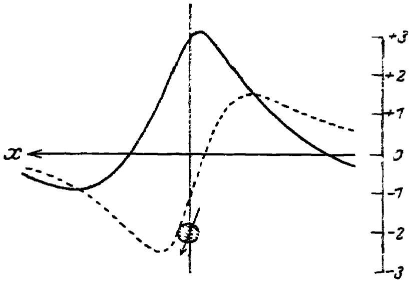


Fig 13. Verlauf der durch einen eingelagerten Kreiszylinder mit horizontal liegender Achse verursachten magnetischen Störungen

$$dH = -\frac{6\pi(\varkappa - \varkappa_0)}{3 + 4\pi(\varkappa - \varkappa_0)} \cdot \frac{a^2}{r^4}\left\{2\,t\,x\,Z_0 - H_0\,(x^2 - t^2)\right\}$$

$$dZ = -\frac{6\pi(\varkappa - \varkappa_0)}{3 + 4\pi(\varkappa - \varkappa_0)} \cdot \frac{a^2}{r^4}\left\{2\,t\,x\,H_0 + Z_0\,(x^2 - t^2)\right\}$$

---

[1]) Nach H. Haalck, a. a. O siehe S. 322.

[2]) V. Carlheim-Gyllensköld a. a. O. siehe S 321. Der Fall des unendlich ausgedehnten elliptischen Zylinders hat neuerdings J. Bahurin (Bulletin of Institute of practical geophysics 3, 255. 1927) eingehend behandelt.

[3]) Sehr schwierig werden die Rechnungen für den Fall des endlichen Kreiszylinders (vgl. J. Würschmidt, Der Entmagnetisierungsfaktor. Sammlung Vieweg, Braunschweig 1925).

Fig 13 zeigt den Verlauf der in der magnetischen Meridianebene liegenden horizontalen und vertikalen Storungskomponenten fur dieselben Großen des normalen Erdfeldes. Einheit der Ordinate ist $\frac{a^2}{5} \cdot \frac{4\pi(\varkappa - \varkappa_0)}{3 + 4\pi(\varkappa - \varkappa_0)}$, wo 2 a den Durchmesser des Querschnitts bedeutet.

b) Einfallende Schichten, Stufen usw.

Um die Komponenten der magnetischen Storungskrafte auf der Erdoberflache zu berechnen für besondere Formen von Masseneinlagerungen (z B. Stufen, einfallende Schichten usw.), fur welche die Annahme, daß ihre Form durch eine Flache zweiten Grades ersetzt werden kann, nicht mehr mit genugender Annaherung zutrifft, andererseits die Annahme der homogenen Magnetisierung nur in erster Annaherung gilt, geht man, da die zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials schon haufig fur verschiedene Formen von Masseneinlagerungen berechnet worden sind, am zweckmaßigsten von diesen aus[1]) Praktisch genugt es im allgemeinen, sich auf die Formen zu beschranken, welche in Richtung senkrecht zu dem betrachteten Profil sich gleichmaßig sehr weit nach beiden Seiten hin erstrecken. In diesem Falle werden die Beziehungen nach S. 327 besonders einfach.

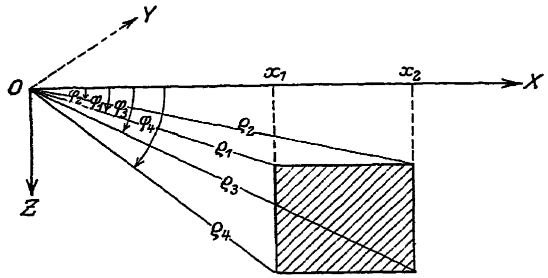


Fig. 14. Rechteckiger horizontal liegender Zylinder von unendlicher Erstreckung.

Wir gehen aus von folgender Form der Einlagerung: Senkrecht zur x-z-Ebene erstrecke sich die Masse nach beiden Seiten ins Unendliche. Die Wirkung einer solchen von horizontalen und vertikalen Ebenen begrenzten Einlagerung von der Dichtedifferenz $\sigma - \sigma_0$ ist

$$U_{xz} = \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z} = 2\,G(\sigma - \sigma_0) \ln \frac{\varrho_2 \varrho_4}{\varrho_1 \varrho_3}$$

$$U_{xx} = \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = 2\,G(\sigma - \sigma_0)\,(\varphi_4 - \varphi_3 + \varphi_2 - \varphi_1)$$

$\frac{\partial^2 W}{\partial y^2}$, $\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y}$ und $\frac{\partial^2 W}{\partial y \partial z}$ sind gleich Null.

[1]) Vgl. H. Haalck, Die gravimetrischen Verfahren der angewandten Geophysik, Berlin 1929, S. 139ff.

Auf Grund dieser Formeln sind Diagramme konstruiert worden mit Hilfe deren man durch ein einfaches Abzahlverfahren die Wirkung einer in der x-z-Ebene beliebig gestalteten Masse — und zwar sowohl die Wirkung auf die Drehwaage als auch die magnetischen Storungskomponenten — ermitteln kann[1]) Es sind das die in Fig. 15a, b wiedergegebenen Diagramme a und b, ihre praktische Handhabung ist folgende

Man zeichnet (in beliebigem Maßstab) den in der x-z-Ebene liegenden Querschnitt der Masse, deren Wirkung ermittelt werden soll auf und bringt den Punkt, fur welchen man die Wirkung der Masse bestimmen will, mit dem Punkt G des Diagramms a (bzw. b) zur Deckung Man zahlt dann die Felder des Diagramms aus, welche von dem Querschnitt des Massenkorpers uberdeckt werden. Fur das Vorzeichen gilt folgendes.

In Diagramm a sind die Felder auf der Seite der positiven x-Achse von der Linie GO positiv, auf der Seite der negativen x-Achse negativ zu rechnen

In Diagramm b sind die im Dreieck ABG enthaltenen Felder negativ, die außerhalb dieses Dreiecks befindlichen Felder positiv zu rechnen. Die von den Linien A G und B G begrenzten Felder sind Teilfelder von der Große $\frac{C}{4}$. (Es ist $C = 0{,}40915$).

Ferner ist die Einteilung des Diagrammteils, welches von den Koordinaten $x = +1$, $x = -1$ und $z = 1$ begrenzt wird, derart, daß jedes Feld dieses Teils gleich neun Feldern des großen Diagrammteils zu setzen ist

[Aus diesem Grunde ist es, wenn die Auszahlung sehr genau sein soll, am zweckmaßigsten, den Maßstab des Querschnitts so zu wahlen. daß dieser kleine Teil des Diagramms nicht uberdeckt wird, evtl ist es dazu erforderlich, die Masse in einen oberen und einen unteren Teil zu zerlegen, wobei man verschiedene Maßstabe anwendet]

Die Auszahlung ergebe im Diagramm a die Zahl n, im Diagramm b die Zahl m. Dann ist die Wirkung der Masse auf den Drehwaageschwerpunkt im Punkte G:

$$(6) \qquad \left.\begin{aligned} U_{xz} &= 0{,}40915\,(\sigma - \sigma_0)\cdot n \\ \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} &= 0{,}40915\,(\sigma - \sigma_0)\cdot m \end{aligned}\right\} \text{ in Eotvos-Einheiten } (10^{-9}\text{ c g s}).$$

1) Es lassen sich die theoretischen Beziehungen ohne Schwierigkeit auch für andere Formen der Storungsmassen aufstellen; doch ist die Benutzung der Diagramme so einfach und allgemein, daß es genügt, sich auf diese zu beschränken.

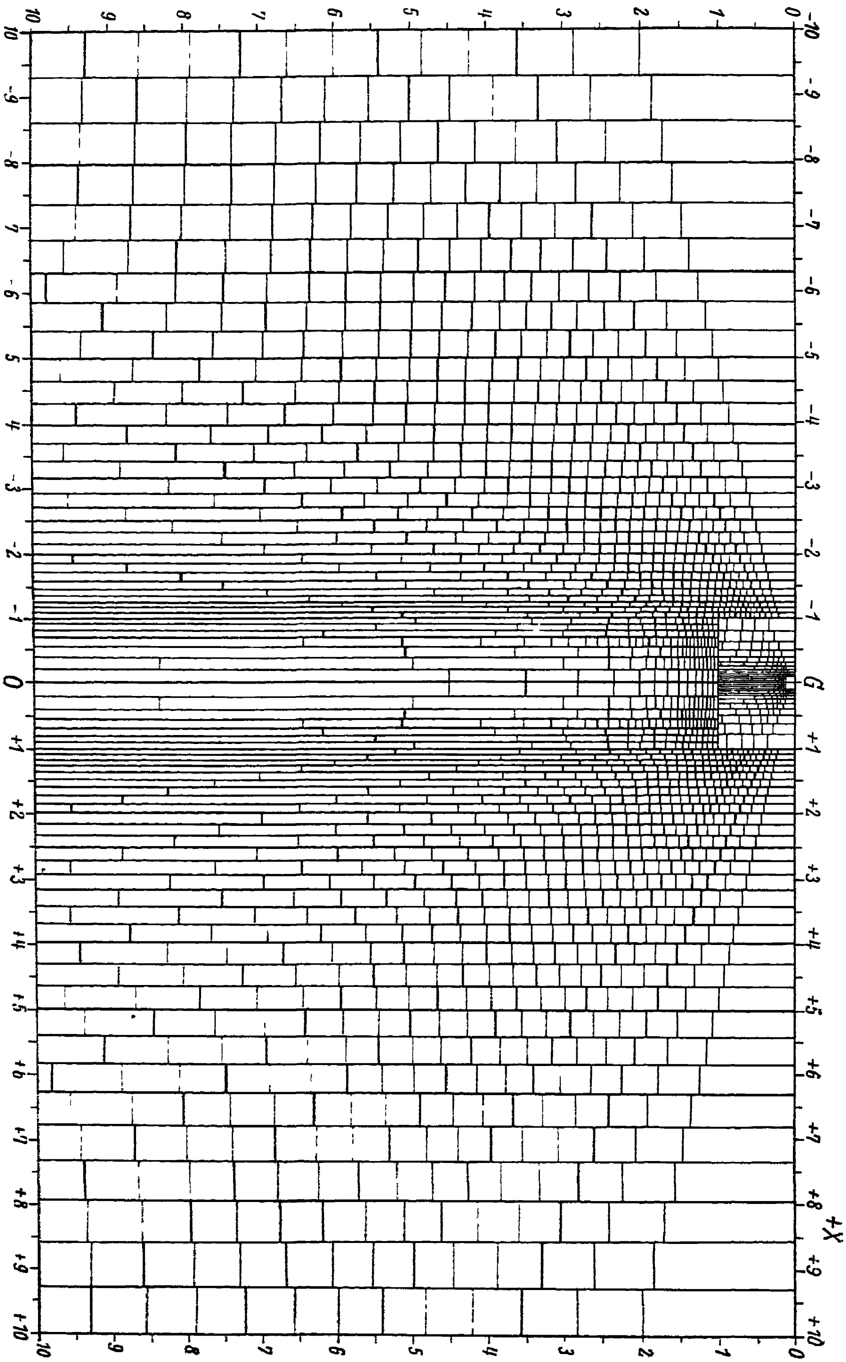


Fig. 15a. Diagramm a.

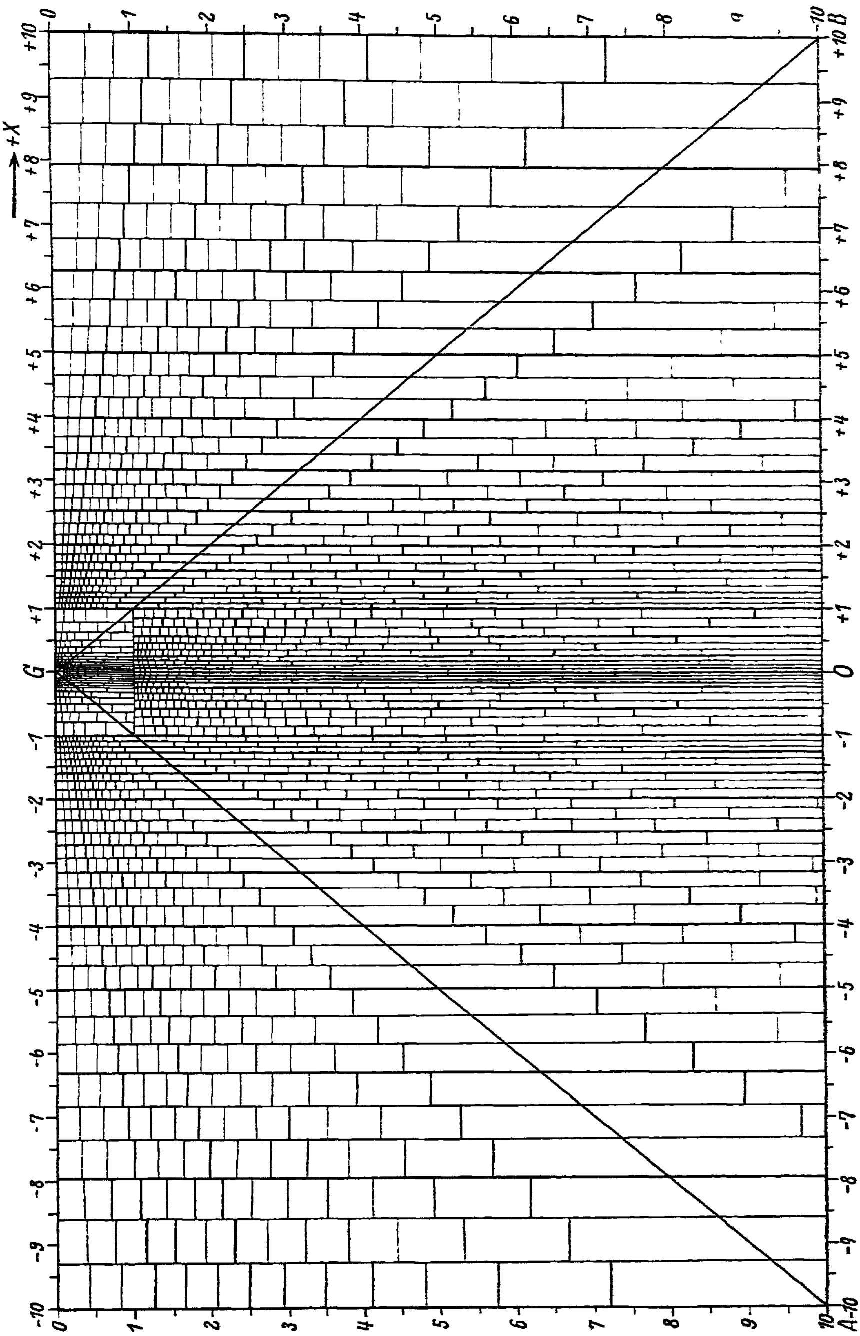


Fig 15b Diagramm b

Nach Gleichung (3) S 327 sind dann die magnetischen Storungskomponenten im Punkte G:

$$(7)\qquad \left.\begin{aligned} X' &= 615\,(\alpha'\cdot m + \gamma\cdot n) \\ Y' &= 0 \\ Z &= 615\,(\alpha'\cdot n - \gamma\cdot m) \end{aligned}\right\}\ \text{in}\ \gamma\ (1\,\gamma = 10^{-5}\ \text{c g s})$$

(Über die Lage des Koordinatensystems siehe S. 327.)

Daraus findet man dann mit Hilfe der Formeln (4b) und (2) S. 327 und 328 die Storungen in der Vertikal- und Horizontalintensitat und der Deklination.

Streng genommen gilt die Anwendung der Diagramme nur fur Massen, welche sich senkrecht zu dem betrachteten Profil gleichmaßig bis ins Unendliche erstrecken Praktisch kann man sie aber mit guter Annaherung anwenden auf alle seitlich begrenzten Massen, wenn sie nur einigermaßen symmetrisch zum betrachteten Profil liegen und sich nach den Seiten um das Mehrfache des Stucks erstrecken, um welches der Punkt, fur welchen man die Berechnung ausfuhrt, von der Masse entfernt ist. Auch wenn die seitlichen Ausdehnungen der Masse nicht sehr groß ist, ist die Form der Kurve doch nicht erheblich von derjenigen verschieden, welche eine seitliche Ausdehnung bis ins Unendliche voraussetzt; im wesentlichen ist nur die Intensitat der Storung in letzterem Falle eine großere Man vergleiche z. B. den Verlauf der Storungskrafte im Falle einer eingelagerten Kugel (Fig 11c) und eines Kreiszylinders senkrecht zum Erdfeld (Fig. 13).

Um die praktische Benutzung der Diagramme zu erlautern, werde folgendes theoretisches Beispiel[1]) behandelt:

Eine Schicht von der Dicke b = 1, der Lange 10b, deren oberster Punkt sich in der Tiefe t = 1 unter der Erdoberflache befinde (vgl Fig. 16), falle unter dem Winkel δ ein:

a) $\delta = 90^0$ d. i. senkrecht aufsteigende Schicht,
b) $\delta = 45^0$ d. i. nach Norden einfallend,
c) $\delta = 0^0$ d. i. senkrechte Stufe.

Gesucht werde fur alle drei Falle die Wirkung dieser Schicht auf die Drehwaage und auf die erdmagnetischen Elemente längs eines Profils senkrecht zum Streichen dieser Schicht. Die Auszählung der Diagramme in der beschriebenen Weise ergibt:

[1]) Praktisches Beispiel siehe S. 363.

x	δ = 90°		δ = 45°		δ = 0°	
	n	m	n	m	n	m
− 5	+ 50	+ 14	+ 24	− 25	+ 13	− 42
− 3	+ 89	− 2	+ 40	+ 28	− 38	− 56
− 2	+ 122	− 32	+ 60	+ 29	− 72	− 72
− 1	+ 165	− 128	+ 85	+ 23	− 144	− 70
0	0	− 234	+ 129	0	+ 224	− 22
+ 1	− 165	− 128	+ 162	− 91	+ 142	− 117
+ 2	− 122	− 32	+ 51	− 179	+ 78	− 122
+ 3	− 89	− 2	− 55	− 132	+ 40	− 111
+ 5	− 50	+ 14	− 70	− 60	+ 65	− 100

Daraus ergibt sich die Wirkung der Schicht auf die Drehwaage nach Formel (6) S. 337. Im folgenden interessieren nur die magnetischen Storungskrafte. Um diese bestimmen zu konnen, muß aber noch die Magnetisierung der Masse bekannt sein. Nehmen wir an, daß die Masse unter dem Einfluß der Induktion des Erdmagnetismus magnetisiert sei, so ist nach Formel (4a) und (5) S. 328

$$\alpha' = (\varkappa - \varkappa_0)\, H_0 \sin \varepsilon$$
$$\beta' = -(\varkappa - \varkappa_0)\, H_0 \cos \varepsilon$$
$$\gamma' = (\varkappa - \varkappa_0)\, Z_0,$$

wo ε den Winkel von der Richtung magnetisch Nord bis zur Richtung des Streichens (pos dem Uhrzeiger entgegengesetzt) bedeutet.

Wir setzen zunachst $\varepsilon = 90^0$, d h. die Schicht streiche senkrecht zur magnetischen Meridianebene Fig. 14 zeigt den Verlauf der magnetischen Storungskrafte dH und dZ, welche sich nach Formel (2) S. 327 ergeben, Einheit der Ordinate ist $6{,}15\,(\varkappa - \varkappa_0)\,H_0$ in γ, wo $H_0 = 0{,}2$ und $Z_0 = 0{,}4$ gesetzt sind, die + x-Achse ist nach Norden gerichtet.

Ist die Streichungsrichtung der Massen (d. h. also der Winkel ε) eine andere, so fallt nur eine Komponente der horizontalen Magnetisierung, namlich

$$\alpha' = (\varkappa - \varkappa_0)\, H_0 \sin \varepsilon$$

in die Richtung des betrachteten Querschnitts Nach Formel (7) S. 340 folgt fur die horizontalen und vertikalen Störungskomponenten:

$$X' = 615\,(\varkappa - \varkappa_0)\, H_0 \left(m \cdot \sin \varepsilon + n \frac{Z_0}{H_0}\right)$$
$$Y' = 0$$
$$Z' = 615\,(\varkappa - \varkappa_0)\, H_0 \left(n \cdot \sin \varepsilon - m \cdot \frac{Z_0}{H_0}\right).$$

Daraus ergeben sich nach Formel (2) und (4b) S. 327 die Störungen der erdmagnetischen Elemente.

Ist die Inklination sehr groß, also z. B für mittel- und nordeuropäische Breiten, so ist die magnetisierende Kraft des Erdmagnetismus im wesentlichen vertikal gerichtet, dagegen ist in Gebieten geringerer Inklination die horizontale Komponente stärker. Daraus folgt nach der obigen Gleichung, daß der Verlauf der magnetischen Störungs-

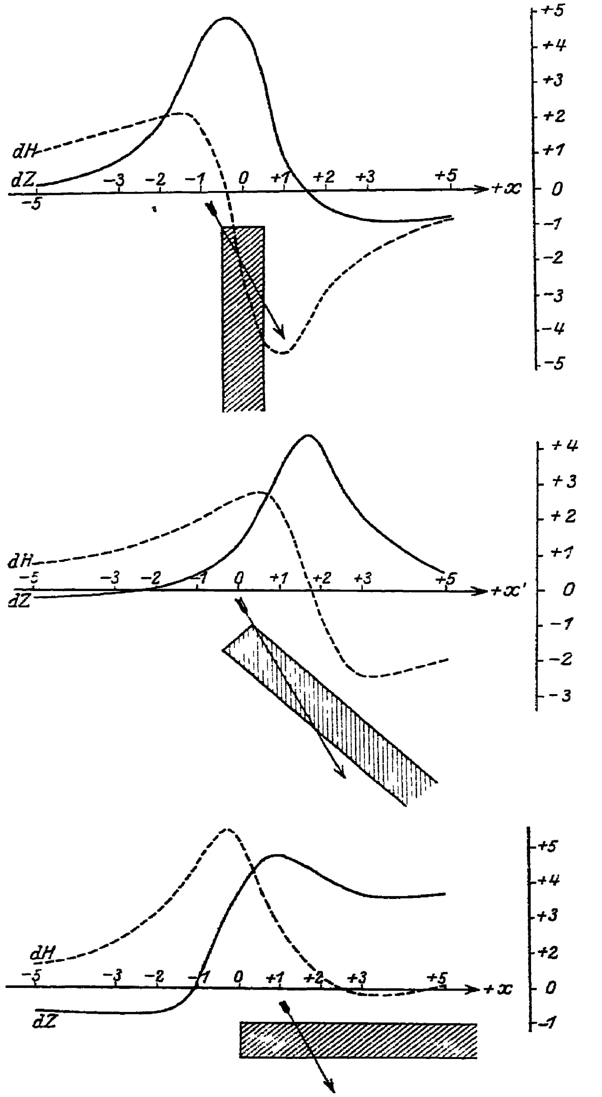


Fig. 16. Verlauf der durch eine einfallende Schicht verursachten magnetischen Störungen bei senkrechtem, geneigtem und horizontalem Einfallen.

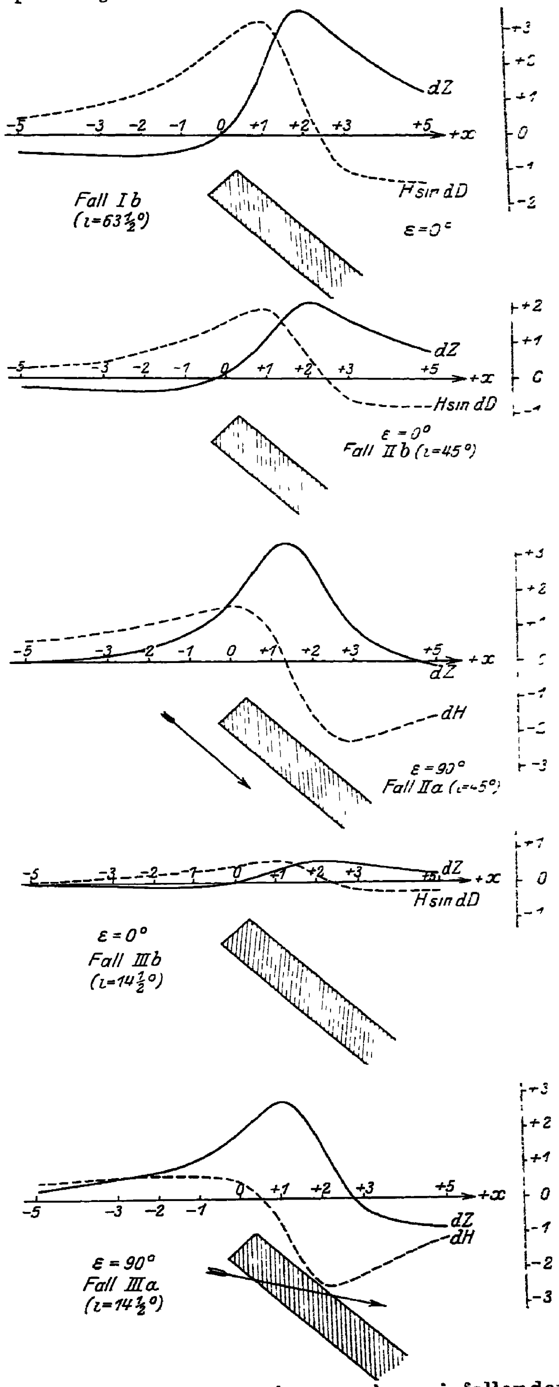


Fig. 17. Einfluß der Streichungsrichtung der einfallenden Schicht auf den Verlauf der magnetischen Störungen bei verschiedener Inklination.

komponenten von der Streichungsrichtung in Gebieten großer Inklination nur wenig, in Gebieten kleiner Inklination dagegen ganz erheblich abhangt Es laßt sich an einfachen Beispielen zeigen·

Wir betrachten z. B. den Fall $\delta = 45^0$ und nehmen wieder die drei Falle an:

I.	$Z_0 = 0{,}40$	$H_0 = 0{,}20$	d. h. $i = 63\frac{1}{2}^0$
II.	$Z_0 = 0{,}24$	$H_0 = 0{,}24$	d. h $i = 45^0$
III.	$Z_0 = 0{,}075$	$H_0 = 0{,}30$	d. h. $i = 14\frac{1}{2}^0$.

In allen drei Fallen werde gesetzt.

a) $\varepsilon = 90^0$ d. h ost-westliches Streichen, Einfallen nach Norden,

b) $\varepsilon = 0^0$ d. h. nord-sudliches Streichen, Einfallen nach Osten.

Fig. 16b stellt bereits den Fall Ia dar. Die Fig 17 zeigen den Verlauf der Störungskrafte, welche sich nach den obigen Gleichungen ergeben, in den übrigen Fallen.

Einheit der Ordinate ist in allen Fällen $6{,}15\,(\varkappa - \varkappa_0)\,0{,}2$ in γ-Einheiten. Der Pfeil gibt die Magnetisierungsrichtung an, in den Fallen Ib IIb und IIIb ist die im betrachteten Querschnitt liegende Magnetisierungskomponente vertikal nach unten gerichtet.

Als weiteres Beispiel sei noch gezeigt, wie in allen drei Fallen der Verlauf der Störungskomponenten ist, wenn die Schicht bei ost-westlichem Streichen nach Süden einfallt (Fig 18a, b, c; es entspricht dies einer Streichungsrichtung $\varepsilon = 270^0$).

Wie im einzelnen die Extremwerte der magnetischen Storungen usw. relativ zur Störungsmasse liegen, kann aus den graphischen Darstellungen entnommen werden.

Die theoretischen Beziehungen gelten nur in erster Annaherung, diese ist je nach Lage und Form der Masse verschieden gut Stimmt das Einfallen einer Schicht mit der Richtung der magnetisierenden Feldstärke uberein, so ist die Intensitat der Magnetisierung wahrscheinlich in Wirklichkeit etwas stärker, als sich nach der Theorie ergibt, während die tatsachliche Richtung der Magnetisierung wohl ziemlich derjenigen der Theorie entspricht. Liegt das Einfallen der, Schicht sehr ungünstig zur Richtung der magnetisierenden Feldstärke wie in den in Fig. 18 dargestellten Beispielen, so ist die wirkliche Magnetisierung wahrscheinlich etwas geringer als die der Theorie entsprechende, und die Richtung der Magnetisierung entspricht nicht, wie aus der Theorie folgt, der Richtung des normalen induzierenden Erdfeldes, sondern ist mehr oder weniger nach der Richtung der Langserstreckung der Masse abgelenkt. Aus diesem Grunde legt man, wenn

die Beziehung zwischen Magnetisierung und Magnetisierbarkeit der Masse (Gleichung 5 S. 328) benutzt werden soll, diese am richtigsten in der letzten Form

$$J = (\varkappa - \varkappa_0)\, F_0$$

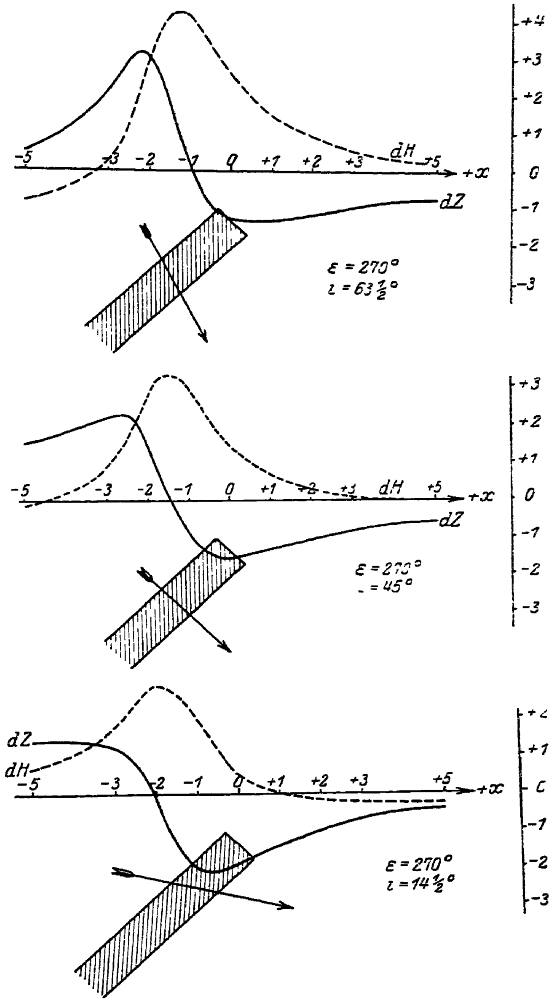


Fig. 18 Verlauf der magnetischen Störungen bei einer nach Süden einfallenden Schicht bei verschiedener Inklination

der Rechnung zugrunde, da die anderen Formen unter Benutzung der einzelnen Komponenten Unterschiede voneinander ergeben, welche nur durch das jeweilige Einfallen der Masse bedingt sind (praktisches Beispiel siehe S. 364, 372 und 384).

An Hand der theoretisch berechneten Beispiele lassen sich einzelne für die Praxis wichtige Fragen erörtern.

Was zunächst den *Einfluß der Tiefenlage* der störenden Masse auf die erdmagnetische Störung auf der Erdoberfläche anbelangt, so folgt aus den Formeln allgemein, daß die *Intensität der Störung etwa mit der zweiten bis dritten Potenz der Tiefe abnimmt*; z. B. ist die maximale Störung bei der Kugelform nach Formel S. 332 proportional dem reziproken Wert der dritten Potenz der Tiefe; bei einer senkrecht einfallenden, in sehr große Tiefen hinabragenden Schicht ist sie proportional dem reziproken Wert der zweiten Potenz. Je nach Tiefenausdehnung der Masse wird also die Abhängigkeit der Stärke der Störung von der Tiefenlage der Störungsmasse näher dem ersten oder dem zweiten Grenzfall liegen. Die *örtliche Ausdehnung* der erdmagnetischen Störung auf der Erdoberfläche ist um so größer, je tiefer die magnetisierte Masse liegt. Wäre die Form und Magnetisierung einer Masse bekannt, so könnte man aus der Ausdehnung der Störung auf der Erdoberfläche die Tiefenlage der Masse bestimmen; maßgebend dafür ist in erster Linie die Stärke des Anwachsens der Störung. Allgemein gültige Regeln über die Beziehungen zwischen der Kurve der störenden Kräfte und der Tiefe der Störungsmasse lassen sich aber nicht aufstellen; sie sind je nach Form und Magnetisierungsrichtung in den einzelnen Beispielen verschieden und können aus den graphischen Kurven entnommen werden. Als durchschlagende Regel gilt: *Das stärkste Anwachsen in der vertikalen Störungskomponente fällt zusammen mit einem Maximum oder Minimum in der horizontalen Störungskomponente und umgekehrt.*

Die *horizontale Störungskomponente* setzt sich zusammen aus der Störung in der *Deklination* und der Störung in der *Horizontalintensität*, wobei die erstere am stärksten an der *östlichen und westlichen*, die letztere an der *nördlichen und südlichen Begrenzung* der störenden Masse in Erscheinung tritt.

Die für positive Inklination, also für die nördliche Erdhälfte (gegen den magnetischen Äquator gerechnet), berechneten Beispiele lassen sich sinngemäß auch auf die südliche Halbkugel übertragen; es sind nur die Vorzeichen zu vertauschen und das Koordinatensystem um 180^0 zu drehen.

Naturgemäß gelten die theoretischen Beziehungen, soweit sie auf der Annahme der Induktionswirkung des Erdfeldes beruhen, auch in dem Falle, daß die Massen einen remanenten Eigenmagnetismus besitzen; in diesem Falle ist nur der Magnetisierungsfaktor ein anderer

und die Magnetisierungsrichtung, also das Verhältnis $\frac{Z_0}{H_0}$, eine andere.

Bei der Anwendung der theoretischen Beziehungen auf praktische Fälle ist es nötig, sich über den Grad der Annäherung klar zu sein: Handelt es sich um stark magnetisierte Massen, so gelten in der Nähe von Ecken und Kanten, ebenfalls wenn die Massen stark zerrissen sind, so daß einzelne Teile in dem starken Magnetfeld anderer Teile liegen od. dgl., die Formeln nicht mehr. In solchen Fällen sind theoretische Berechnungen erst dann mit hinreichender Annäherung möglich, wenn die Punkte, für welche die Berechnungen ausgeführt werden, genügend weit von der magnetisierten Masse entfernt sind. Bei schwacher magnetisierten Massen ist dieser Umstand nicht so wichtig[1]).

Drittes Kapitel.

Ausführung und Ergebnisse der magnetischen Aufschlußmethode.

§ 1. Die magnetischen Lokalvariometer.

Für die relativen erdmagnetischen Messungen zur Bestimmung der örtlichen Variationen hat man besondere Instrumente entwickelt, mit Hilfe deren es möglich ist, in einfacher und schneller Weise ein Gebiet hinreichend dicht mit Meßpunkten zu überdecken. Die Reiseinstrumente für die magnetischen Landesaufnahmen (Stationsabstand etwa 20—40 km) eignen sich auch dazu, örtliche Anomalien des erdmagnetischen Feldes aufzunehmen, doch gestatten sie ein nicht so schnelles Arbeiten.

Die wichtigsten neueren Lokalvariometer sind bereits in dem Kapitel von G. Angenheister (Das Magnetfeld der Erde, Instrumente und Meßmethoden, Bd. I S. 571—579) eingehend behandelt worden, wir beschränken uns daher im folgenden auf einige Ergänzungen.

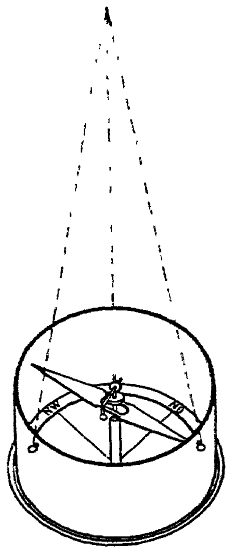


Fig. 19. Schwedischer Bergkompaß.

Das älteste Instrument[2]), welches schon zu dem Zwecke, als Meßinstrument für magnetische Schürfungen zu dienen, konstruiert wurde, ist der schwedische Berg- oder Grubenkompaß,

[1]) Die Anwendung der entwickelten Theorie auf praktische Fälle zeigt immer mehr, daß sie praktisch in weitgehendem Maße angewendet werden kann.

[2]) R. Thalén a. a. O. siehe S. 320.

als dessen Erfinder Bergrat Daniel Tilas (gest. 1672) gilt. Er besteht aus einer verhaltnismaßig hohen (ca. 5 cm) Messingbuchse (Fig. 19), auf deren Boden sich eine hohe Spitze befindet. Die auf ihr ruhende Nadel ist so eingerichtet, daß sie sowohl in horizontaler, als auch in vertikaler Richtung schwingen kann. Ursprunglich war sie ohne Gradeinteilung; mit Gradeinteilung wurde sie wahrscheinlich spater in Amerika benutzt. Man benutzte den Grubenkompaß zur Aufsuchung stark magnetischer Erzlager, in erster Linie also von Magnetit und Magnetkies. Da der letztere ein unzertrennlicher Begleiter von Kupfer-

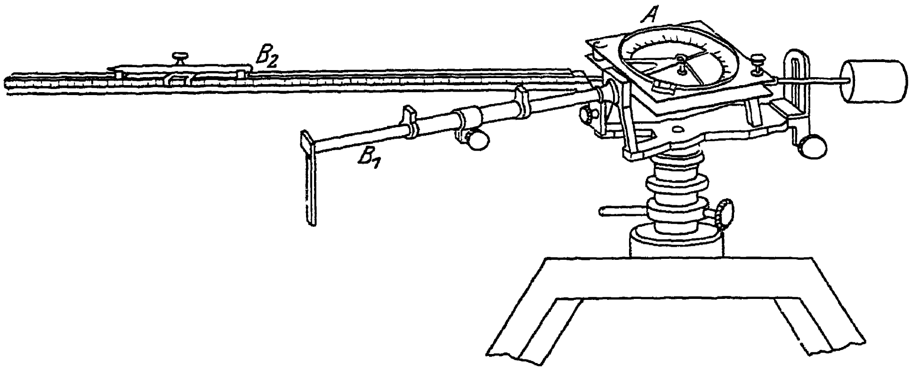


Fig 20. Thalén-Tiberg-Magnetometer.

kies, Zinkblende und anderen Schwefelmetallen bildet, so fand er auch zur Aufsuchung dieser Erze Anwendung Es konnte sich dabei naturlich nur um oberflachennahe Objekte handeln. Die sichere Handhabung des Instruments zum Erzsuchen erforderte eine langjahrige Erfahrung; es wurde z T viel Schwindel damit getrieben und erzeugte auf der einen Seite Aberglauben, auf der anderen Mißtrauen.

Der Amerikaner Brooks, Geologe in Wisconsin, benutzte zur Untersuchung von Eisenerzfeldern einen Inklinationsapparat, mit dem er an verschiedenen Beobachtungsorten des Erzfeldes sowohl die Richtung als auch die Schwingungsanzahl in der Zeiteinheit bestimmte. Je naher die Beobachtungspunkte dabei dem Pole der Erzmasse lagen, desto mehr Schwingungen mußte die Nadel in der Minute machen.

Genauere Messungen wurden möglich mit Hilfe der Thalén-Tibergschen und Dahlblomschen Instrumente in den 70er und 80er Jahren des vorigen Jahrhunderts. Das Thalén-Tiberg-Magnetometer[1]) besteht aus einer Kompaßdose A, von der in horizontaler Richtung

---

[1]) R. Thalén, Untersuchung von Eisenerzfeldern durch magnetische Messungen. Leipzig 1879; P Uhlich. Lehrb f. Markscheidekunde. Freiberg 1901; desgl. Mitteil. aus d. Markscheidewesen, Heft 1, 1899.

ein Arm B_1 ausläuft, welcher als Diopter dient und bei den Deviationsmessungen den fixen Magnet aufnimmt. Durch diesen Magneten, dessen Abstand von der beweglichen Nadel stets unverändert bleibt, wird bei passender Instrumenteinstellung eine Abweichung der Nadel nach der einen oder der anderen Seite der ursprünglichen Gleichgewichtslage verursacht. Der zweite Arm, Dahlbloms Arm genannt, ist in einem Winkel von 30° zum ersten Arm angebracht, hat ebenfalls Millimetereinteilung und einen mit Feineinteilung versehenen Schlitten, auf welchen der Ablenkungsmagnet aufgesetzt werden kann. Die Kompaßdose, welche auch vertikal zu stellen ist, kann im letzten Falle für Inklinationsbestimmungen benutzt werden.

Zur Bestimmung der Horizontalintensität wird der Kompaß in der horizontalen Lage benutzt. Die Messung geschieht entweder nach der Tangenten- oder nach der Sinusmethode, von denen die letztere die genauere ist. Bei der ersteren wird, ohne aufgelegte Ablenkungsmagnete, das Instrument um die Vertikalachse gedreht, bis der Arm senkrecht zur Kompaßnadel steht. Wird nun der Ablenkungsmagnet auf den Arm gelegt, so zeigt die Kompaßnadel einen Ausschlagwinkel α, und die an der Beobachtungsstelle vorhandene Resultante R aus der Wirkung der Horizontalintensität H des Erdmagnetismus, die für sich allein, also im eisenfreien Terrain, den sogen. neutralen Ablenkungswinkel α_0 geben würde, und der Wirkung des ablenkenden Erzes ergibt sich R aus der Gleichung:

$$R = H \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha_0}$$

Bei der zweiten, d. i. der Sinusmethode, wird bei vorher aufgelegtem Ablenkungsmagnet das Instrument solange um die vertikale Achse gedreht, bis die Kompaßnadel senkrecht zum Arm steht, alsdann der Ablenkungsmagnet weggenommen und der sich zeigende Ausschlag der Kompaßnadel aufgezeichnet. Bezeichnet α_0' den entsprechenden neutralen Winkel — also im anziehungsfreien Gebiet auf dieselbe Weise ermittelt —, so ist:

$$R = H \frac{\sin \alpha'}{\sin \alpha_0'}.$$

Die durch Tiberg in die Praxis eingeführte Messung der Vertikalintensität geschieht dadurch, daß bei vertikal stehendem Kompaß dessen Nadel durch ein Gegengewicht so ausgeglichen wird, daß sie im eisenfreien Gebiet horizontal steht. Bei Anwesenheit eines anziehenden Erzes wird nun diese etwas geänderte Inklinationsnadel

einen Ausschlagswinkel ν angeben, und es ist dann die Vertikalintensitat G des anziehenden Erzes bestimmt durch die Gleichung

$$G = k \operatorname{tg} \nu.$$

wo k eine von der Konstruktion des Instruments abhangige Konstante bedeutet.

Das Thalén-Tiberg-Magnetometer, welches fruher viel benutzt wurde, findet auch jetzt noch haufig bei starkeren magnetischen Storungen Anwendung, doch ist es im allgemeinen durch die empfindlicheren modernen Variometer verdrangt worden

Zur Ausmessung starker erdmagnetischer Storungen genugen, falls diese nur hinreichend groß sind, schon ganz einfache Apparate: Deklinationsmessungen mit Hilfe eines empfindlichen Kompasses konnen schon ein Bild der Storung geben. Um von Gelandefixpunkten frei zu sein (z. B. in unerforschten Gebieten), ist der Sonnenkompaß (dial-compass) zweckmaßig, bei welchem die geographische Nordrichtung unter Benutzung einer genauen Uhr ermittelt wird aus dem azimutalen Stand der Sonne. Zur schnellen Aufsuchung starker Storungen in großen Gebieten ist der Sonnenkompaß in Amerika verwendet worden[1]).

Zweckmaßiger sind auf alle Falle Inklinationsmessungen mit einer einfachen Inklinationsnadel. Eine genaue mechanische Ausbalancierung der Nadel — der Schwerpunkt soll genau in die Umdrehungsachse fallen —, welche fur absolute Messungen Haupterfordernis ist, ist fur relative Messungen nicht sehr wichtig Ein solches Inklinatorium, bei welchem das mechanische Drehmoment der Nadel nicht ausgeglichen ist, stellt der sogen. Tiberg-Inklinator oder Neigungsnadel (dip needle) dar. Er ist wegen seiner Leichtigkeit und Einfachheit der Handhabung sehr gut dazu geeignet, großere Gebiete nach starkeren magnetischen Storungen abzusuchen und ist besonders in Nordamerika oft benutzt worden[1]).

Ein Versuch, ein universales Lokalvariometer fur alle drei Kraftkomponenten zu konstruieren, wird von J. OSTERMEIER[2]) beschrieben. Es beruht auf folgendem Prinzip: Eine Feldwage fur Vertikalintensitat ist in einen Bussolentheodoliten eingebaut; der Wagebalken dient zugleich als Ablenkungsmagnet zur Messung der horizontalen Intensitat nach dem Prinzip des Kohlrausch-Einstabvariometers, wobei die vertikal verschiebbare Bussole aufgesetzt wird.

[1]) Vgl. W. O. HOTCHKISS, Geol. a. Nat. hist. Survey Bulletin 44, Econ. Ser. 19, Madison (Wisconsin) 1915; desgl. H. L. SMYTH, Monographs of the U. S. Geological Survey 36, II, 2. Washington 1899.

[2]) J. OSTERMEIER, ZS. f. techn. Phys., Heft 7, Lpz. 1926.

Ein Schmidtsches Lokalvariometer fur Horizontalintensitat wird von A NIPPOLDT kurz beschrieben [1]). Sein Prinzip besteht in folgendem. Der großte (konstant gehaltene) Teil der Horizontalintensitat, welche auf eine Kompaßnadel wirkt, wird mit Hilfe zweier Magnete kompensiert. Das Restfeld wird mittels eines Deflektors in der 3. Hauptlage gemessen.

Fur sehr schnelle, dafur aber nicht sehr genaue Messungen welche bei starken magnetischen Storungen vollstandig genugen, kommen auch Instrumente zur Anwendung, welche auf dem Prinzip beruhen, daß das in Weicheisenstaben vom erdmagnetischen Feld induzierte Feld, welches von der Starke der magnetisierenden Kraft abhangt, gemessen wird [2]). Ein magnetischer Universaltheodolit zur Messung von D, H und Z von N. OGLOBLINSKY [3]) beruht auf dem Prinzip der Ablenkung eines an Seidenfaden hangenden Systems von sechs leichten Nadeln durch horizontale und vertikale Deflektoren Bei der Aufnahme der Kursker Anomalien in Rußland wurden mit gutem Erfolg Instrumente [4]) verwendet nach der Deflektorenmethode von DE COLLONGUE, bei der das Erdfeld am Ort einer Magnetnadel mit dem Felde von verschiebbaren Hilfsmagneten verglichen wird.

Von den modernen Lokalvariometern [5]), welche ein sehr genaues und schnelles Arbeiten gestatten, haben sich die auf dem Waageprinzip beruhenden Instrumente am besten bewahrt Am verbreitetsten ist die Feldwaage fur Vertikalintensitat nach AD SCHMIDT Da die Vertikalintensitatsmessungen fur die Aufgaben der praktischen Geophysik am wichtigsten sind (vgl S 354) sogar fur die meisten geologischen Zwecke vollig ausreichen, so muß die Vertikalwaage als das wichtigste und beste Instrument der magnetischen Aufschlußmethode bezeichnet werden

Weniger wichtig sind die ahnlich konstruierte magnetische Horizontalwaage, das Kohlrausch-Einstabvariometer, der Bidlingmaiersche Doppelkompaß usw. Als Universalvariometer bewahrt sich fur die Messung aller drei Storungskomponenten die Universalwaage sehr gut, besonders bei Anwendung des sogen Kettenverfahrens (vgl. S. 355). Neuerdings ist von J. KOENIGSBERGER ein neues auf dem

---

[1]) A. NIPPOLDT, Erforschung der erdmagnetischen Anomalie sudlich von Konigsberg Geol. Archiv Bd. III, 1924, S 114ff.

[2]) Siehe A. NIPPOLDT in MULLER-POUILLET, Lehrbuch der Physik S. 1321.

[3]) N. OGLOBLINSKY, Terr. Magn. XVIII, 1913, S. 185—192.

[4]) Naheres siehe P. LASAREFF, Die Kursker magnetische Anomalie, Gerlands Beitr. f. Geophysik, Bd. XV, Heft 1 und 2, 1926.

[5]) Im einzelnen siehe Artikel von G. ANGENHEISTER, Bd. I, S. 571.

gleichen Prinzip beruhendes Universalvariometer mit Fadenaufhängung konstruiert worden[1]).

Die Empfindlichkeit ist bei allen diesen modernen Variometern nahezu die gleiche. Die Meßsicherheit, d. h. also die Genauigkeit, welche bei Wiederholungsmessungen an den einzelnen Basispunkten im Gelände erzielt wird (die Ablesegenauigkeit ist natürlich größer), beträgt etwa $\pm$ 10 bis 15 γ in der Vertikalintensität; in der Horizontalintensität ist sie etwas geringer, in der Deklination beträgt sie etwa eine Bogenminute. Zuweilen erhält man auch erheblich bessere Beobachtungsreihen.

§ 2. Die praktische Durchführung erdmagnetischer Messungen und die Bearbeitung der Meßergebnisse.

a) Anlage und Ausführung der Messungen[2])

Die Anlage und Ausführung einer erdmagnetischen Vermessung, um dadurch eine Frage der Geologie oder des praktischen Bergbaus zu lösen bzw. einer Lösung näher zu bringen, richtet sich ganz nach Art der zu lösenden Aufgabe. In den allermeisten Fällen ist eine schachbrettartige Anordnung der Meßpunkte am zweckmäßigsten. Nur in ganz bestimmten Fällen — z. B. wenn ein gangartiges Vorkommen einer magnetisch störenden Masse weiter verfolgt werden soll — wird man statt dessen die Meßpunkte in Profilen anordnen.

Der Abstand der einzelnen Meßpunkte voneinander hängt von dem Zweck ab, welchen die magnetische Vermessung verfolgt. Soll z. B. eine oberflächennahe Erzlinse, Erzgang o. dgl. aufgesucht und in der Begrenzung festgestellt werden, so muß das Vermessungsnetz sehr dicht sein, bis ca. 5—20 m Abstand; bei der Ausmessung von Anomalien, welche sich über große Gebiete erstrecken, z. B. bei der Verfolgung großer tektonischer Störungslinien, kann der Punktabstand bis zu mehreren Kilometern betragen. In allen Fällen, in welchen es keine besonderen Schwierigkeiten macht, ist es gut — wenn auch nicht absolut notwendig —, die Messungen an Stationen der magnetischen Landesaufnahme anzuschließen.

Bei der Ausführung der Messungen — in erster Linie aber bei Präzisionsmessungen — sind alle Vorsichtsmaßregeln zu beachten, welche allgemein für magnetische Messungen gelten:

---

[1]) J. Königsberger, Messung lokaler Anomalien usw. Gerlands Beitr. z. Geophysik, Bd. 23, 1929, Heft 3.

[2]) Die im folgenden gegebenen Hinweise für die Ausführung von Messungen und der Bearbeitung ihrer Ergebnisse gelten im wesentlichen nur für die schwachen Störungen; für stärkere Störungen liegen die Verhältnisse sehr viel einfacher.

α) Der Standort muß stets so gewahlt werden, daß er von allen kunstlichen Storungen genugend entfernt ist (z B Vorsicht in der Nahe von größeren Stadten oder in Gegenden, in welchen mit Gleichstrom betriebene elektrische Bahnen vorhanden sind, Straßenbahnlinien wirken storend bis auf mehrere 100 m Entfernung, von Wechselstrom durchflossene Kabel, Uberlandleitungen usw. sind nicht storend), der Boden fest ist und der Apparat nach Moglichkeit im Schatten steht, um die durch die direkte Sonnenstrahlung moglichen Fehlerquellen auszuschalten (evtl. eisenfreier Sonnenschirm) Vor allen Dingen hat der Beobachter aufs grundlichste darauf zu achten, daß er wahrend der Beobachtung vollkommen eisenfrei ist. Schon wenige Gramm Eisen in unmittelbarer Nahe des Apparats konnen unter Umstanden einen Fehler in der Ablesung verursachen (z. B. Kragenknopfe o. dgl.) Mit der Entfernung vom Apparat nimmt der storende Einfluß einer Eisenmasse etwa mit der dritten Potenz ab Die Orientierung der storenden Objekte ist wesentlich; z. B. beeinflussen horizontale Eisenbahnschienen (außer in unmittelbarer Nahe) Z weit weniger als H und D.

β) Da der Temperaturkoeffizient des Instruments eine Kombination der Wirkung von Moment- und Langenänderungen ist, so mussen starke Temperaturschwankungen vor und wahrend der Messungen vermieden werden, damit der Zustand wirklich dem vom Thermometer angezeigten Grade entspricht und keine schadlichen Nachwirkungen auftreten Auch wenn der Einfluß der Temperatur auf mechanischem Wege ganz oder zum Teil kompensiert ist, muß unbedingt darauf geachtet werden, daß die Temperatur der einzelnen Teile des Instruments bis auf etwa $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{10}{}^{0}$ ausgeglichen ist.

γ) Da außerst geringe Massenverlagerungen im System des Waagekorpers, wie sie bei Erschutterungen (z. B. beim Transport) vorkommen konnen, die Einstellung des Waagebalkens verandern (eine Änderung des Drehmoments der Schwerkraft um $\frac{1}{1000}$ bei der Schmidtschen Feldwaage fur Vertikalintensität tauscht schon eine Änderung von Z um etwa 4 *γ* vor), so ist eine sehr sorgfaltige Handhabung des Instruments wahrend der Messungen erforderlich. Solche Fehler, welche sich bis jetzt bei der magnetischen Waage nicht vollig haben beseitigen lassen, werden als „Standanderungen“ oder auch als „Sprünge“ bezeichnet.

Die Empfindlichkeit der Meßinstrumente wahlt man entsprechend der Großenordnung der vorkommenden magnetischen Storungen; ebenso richtet sich danach die Sorgfalt bei der Ausführung der Beobachtungen, welche naturgemaß die Schnelligkeit der Messungen beeinträchtigt. Es muß als höchst unzweckmäßig bezeichnet werden,

wenn starke magnetische Storungen mit ubertriebener Genauigkeit ausgemessen werden. Dagegen ist bei Aufgaben, welche sehr genaue Prazisionsmessungen erfordern, alle erdenkliche Sorgfalt aufzuwenden. Eine Ablesegenauigkeit von 2—4 γ ist vollig ausreichend, größere Empfindlichkeit ist unzweckmaßig Der Stand des Meßinstruments muß dauernd dadurch gepruft werden, daß einzelne Stationen als Basispunkte gewahlt werden, an denen man die Messungen in geeigneten Zeitabstanden wiederholt Am besten beginnt man morgens mit einer Messung am Hauptpunkt, dann fortlaufend an Gelandepunkten und ein bis zwei Basispunkten und schließt am besten wieder mit einer Messung am Hauptpunkt.

Die zeitliche Variation kann, falls man sich nicht in zu großer Entfernung (bis ca. 500 km) befindet, aus den Registrierungen eines Observatoriums entnommen werden, im anderen Falle muß sie durch ein an einem festen Punkt aufgestelltes Stationsinstrument aufgenommen werden. Fur Mittel- und Norddeutschland genugen die Angaben des Observatoriums in Potsdam oder mit Annaherung auch die Monatsmittelwerte der zeitlichen taglichen Änderung Da die tagliche Variation in der Vertikalintensitat z. B den Betrag von 20—30 γ selten ubersteigt, braucht sie nur bei genauen Prazisionsmessungen berucksichtigt zu werden. Bei starkeren magnetischen Storungen (mehr als 2—300 γ) kann sie ganz unberucksichtigt bleiben; ebenfalls ist es, um die Messungen zu beschleunigen, zweckmaßig, die Empfindlichkeit der Instrumente etwas herabzusetzen. Bei starken Storungen (uber 1000 γ) können die Messungen sehr schnell ausgefuhrt werden, Kontrollmessungen sind kaum notig, die Empfindlichkeit der Meßinstrumente kann betrachtlich weiter herabgesetzt werden, ein bis zwei Ablesungen in jeder Lage genugen und eine Berucksichtigung der Temperatur ist recht oft nicht erforderlich.

Am wichtigsten von allen Klassen der Messungen sind die Messungen der Vertikalintensitat, besonders fur die Gebiete mit größerer Inklination, weil die Isanomalen am klarsten die Lage der magnetisch storenden Massen widerspiegeln. Außerdem besteht die Messung der horizontalen Storungskomponente aus zwei verschiedenen Arten von Messungen, namlich Horizontalintensitats- und Deklinationsmessungen. Naturgemaß ist es in sehr vielen Fällen vorteilhafter, das Störungsfeld vollständig, also alle drei Komponenten, auszumessen. Doch genugt es — zumal da die Durchfuhrung aller Klassen von Messungen recht oft wegen Gelandeschwierigkeiten (z. B. Deklinationsmessungen im Walde oder bei dichtem Unterholz) zu umständlich und kostspielig sind —, diese längs einiger möglichst typischer Profile

auszufuhren Am zweckmaßigsten geht man daher in den meisten Fallen so vor, daß man das ganze Untersuchungsgebiet gleichmaßig mit Vertikalintensitatsmessungen in etwas großeren Abstanden uberdeckt und dann, nachdem die ungefahre Umgrenzung der erdmagnetischen Storungsgebiete festgestellt ist, die Messungen in der Weise erganzt, daß man zur scharferen Umgrenzung die Stationen der Vertikalintensitatsmessungen an den betreffenden Stellen enger legt und dann langs einiger typischer Profile sehr genaue und enge Prazisionsmessungen aller drei Störungskomponenten ausfuhrt

b) Die Bearbeitung der Meßergebnisse.

Die Reduktion der Ablesungen am Beobachtungsinstrument sowie die Anbringung der Temperaturkorrektion erfolgt zunachst in der durch das benutzte Meßinstrument gegebenen Weise Dann ist die zeitliche Variation in Abzug zu bringen. Nur bei dem sogen. *Kettenverfahren*, bei welchem stets mit zwei Instrumenten gleichzeitig gearbeitet wird, erubrigt sich ein zeitliches Variometer, da die allein benutzte Differenz zwischen den beiden Standorten konstant ist Vorteilhaft ist das Kettenverfahren nur in bezug auf Deklinationsmessungen, bei welchen sich infolge des gegenseitigen Anvisierens auch die geodatischen Messungen erubrigen Dabei ist es am zweckmaßigsten, das feststehende Instrument an ungestortem Ort so aufzustellen, daß es seinen Stand nicht zu oft zu verandern braucht Im letzteren Falle summieren sich namlich beim Kettenverfahren die Fehler. Bei Horizontal- und Vertikalintensitatsmessungen — besonders bei schwachen Anomalien — hat das Kettenverfahren wegen seiner Fehlerquellen erhebliche Nachteile gegenuber der Verwendung eines festen Stationsinstrumentes zur Registrierung der zeitlichen Variation

Sind die Meßergebnisse so weit korrigiert, so kann man zunachst die Differenz gegen die betreffenden Werte im Hauptpunkt feststellen. ist kein ubermaßig großer „Sprung" vorhanden, so nimmt man fur den Wert im Hauptpunkt das Mittel aus den Werten zu Beginn und zum Schluß der Meßreihe, oder man verteilt — was im allgemeinen wohl sicherer ist — die Differenz proportional der Zeit auf die einzelnen Meßpunkte. Fur die physikalisch-geologischen Schlußfolgerungen braucht man aber die Abweichung der betr. erdmagnetischen Kraftkomponente gegen den *Normalwert* des betreffenden Gebiets; freilich ist das nicht unbedingt erforderlich. Man kann entweder einen mittleren Wert aus samtlichen gemessenen Werten oder aus dem Teil der Messungen, die auf einem als hinreichend ungestort anzusehenden

Gebiet gemacht worden sind, zugrunde legen. Das erstere ist naturlich — besonders bei starkeren Störungen — sehr leicht fehlerhaft, wenn — was meistens der Fall ist — die Zahl der auf magnetisch gestortem Gebiet gemachten Messungen erheblich uberwiegt.

Bei magnetischen Messungen, welche sich uber größere Gebiete erstrecken, ist es — weil nur die durch die geologischen Verhaltnisse des Untergrundes verursachten erdmagnetischen Abweichungen fur sich dargestellt werden sollen — von Wichtigkeit, aus der durch Messung festgestellten ortlichen Verteilung der erdmagnetischen Kraftkomponenten den Betrag herauszubringen, welcher durch die normale ortliche Änderung des Erdmagnetismus oder durch eine große regionale Anomalie bedingt ist. Ist das Untersuchungsgebiet sehr klein, oder sind die magnetischen Storungen sehr groß, so kann man das normale Erdfeld mit hinreichender Annaherung in dem Gebiet als konstant ansehen. Fur größere Untersuchungsgebiete (einige Kilometer lang) muß bei schwachen Anomalien die normale Änderung aber berücksichtigt werden. In Deutschland betragt sie in der Richtung des magnetischen Meridians etwa 4,25 γ pro km Zunahme in der Vertikalintensitat und 3,4 γ pro km Abnahme in Horizontalintensitat von Suden nach Norden. Im allgemeinen wird man diese normale ortliche Änderung des Erdmagnetismus den Kurven der magnetischen Landesaufnahmen entnehmen konnen. Sind in den Gegenden, in welchen das Untersuchungsgebiet liegt, die Stationspunkte der magnetischen Landesaufnahme sehr sparlich, oder sollen die Messungen noch von einer sich im Vergleich zum Untersuchungsgebiet sehr weit ausdehnenden regionalen Anomalie befreit werden, so kann man auch die Messungen selbst daraufhin untersuchen, welche systematische, d. h. mittlere Zunahme der Werte vorhanden ist von Süden nach Norden bzw. von Osten nach Westen, und dann diese systematische Änderung aus den Messungsresultaten eliminieren. Freilich ist dabei Vorsicht geboten, da unter Umstanden durch ortliche Anomalien, z. B. eine negative Anomalie im Suden und eine positive im Norden, eine systematische Änderung vorgetauscht werden kann, welche in Wirklichkeit nur durch die lokalen Storungen bedingt wird.

Tragt man die soweit korrigierten Messungsergebnisse in die Karte ein, so lassen sich die Isanomalen, d. h. die Linien gleicher Abweichung vom Normalwert, ziehen. Im allgemeinen ist den einzelnen Messungen gleiches Gewicht beizumessen; doch sind vielfach einzelne Messungen geringer zu bewerten. Sind wahrend einer Meßreihe magnetische Stürme aufgetreten, so sind die Resultate sehr vorsichtig zu bewerten; ist dabei die Abweichung vom Normalwert sehr groß (z. B. mehrere

100 γ), so sind die Messungen besser zu verwerfen. Ferner wenn Sprünge im Stand an den Basispunkten bemerkt werden, so muß man, falls man bei eingehender Prüfung keine hinreichend begründete Möglichkeit findet, diese auf die in der Zwischenzeit besuchten Stationen zu verteilen, die Reihe besser verwerfen.

Ein Maß für die Sicherheit der ausgeführten Beobachtungen, welches bei schwachen erdmagnetischen Störungen für die geologischen Schlußfolgerungen vorteilhaft ist, kann man aus den Wiederholungsmessungen am Hauptpunkt und den einzelnen Basispunkten erhalten. Bedeutet f die Differenz zwischen den beiden Werten bei den Doppelmessungen an den einzelnen Punkten, so folgt aus der Theorie der Methode der kleinsten Quadrate für den mittleren Fehler m einer einzelnen Beobachtung aus n gleichartigen Beobachtungsdifferenzen die Formel:

$$m = \pm \sqrt{\frac{[f\,f]}{2\,n}}.$$

c) Die physikalisch-geologischen Schlußfolgerungen.

Betrachten wir zunächst, wie die Geländeunebenheiten, deren Einfluß besonders in gebirgigem Gelände sehr erheblich werden kann, in die Meßresultate eingehen, so sind, da die normale erdmagnetische Kraft sich ganz unwesentlich mit der Höhe ändert, also praktisch ohne Bedeutung ist, zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Die die Geländeerhebungen bildende Masse, welche als Deckschicht die magnetisch wirksamen Massen verhüllt, ist praktisch unmagnetisch. In diesem Falle entstehen besondere Schwierigkeiten nicht. Es ist bei den Schlußfolgerungen in bezug auf die räumliche Lage der magnetischen Störungsmassen nur von Fall zu Fall zu erwägen, wie die Messungen durch die verschiedenen, durch die Geländeform bedingten Abstände der Meßinstrumente von den magnetischen Massen beeinflußt werden können. Eine Rolle spielen solche ungleichen Abstände nur bei sehr oberflächennahen Objekten, wenn die verschiedenen Geländehöhen von derselben Größenordnung sind, wie die Tiefe der störenden Masse. Ein Beispiel zeigt Fig. 21: An einem Hang A B liege in nicht sehr großer Tiefe eine starker magnetisierbare Masse von der Form eines Kreiszylinders senkrecht zum Erdfeld (analog wie Fig. 13), die durch Induktion des Erdfeldes magnetisiert ist. Das Beispiel zeigt, wie in diesem Falle der Verlauf der horizontalen und vertikalen Störungskräfte ein ganz wesentlich anderer ist als bei ebenem Gelände (Ordinateneinheit wie in Fig. 13); z. B. ist die Störung in der Vertikalintensität

in diesem Falle bedeutend mehr negativ als positiv, während bei ebenem Gelände die Störung fast ausschließlich eine positive ist[1]).

2. Die die Geländeerhebungen bildende Masse ist selbst magnetisch. In diesem Falle ist sehr zu beachten, daß durch kleine Unregelmäßigkeiten (z. B. in der oberen Begrenzung, Inhomogenitäten in der Magnetisierbarkeit, hervorgerufen durch Grundwasser, Verwitterungen o. dgl.) wegen der geringen Entfernung vom Meßinstrument eine große Unregelmäßigkeit in das Bild der magnetischen Aufnahme gebracht werden kann, auch bei ebenem Meßgelände[2]).

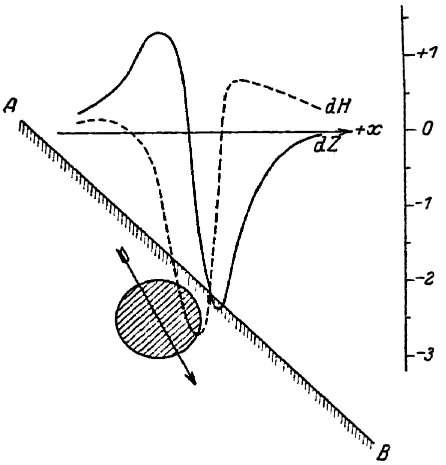


Fig. 21. Einfluß der Steigung des Geländes auf den Verlauf der magnetischen Störungen bei einem eingelagerten Kreiszylinder.

Um Anhaltspunkte für die **räumliche Lage und Ausdehnung** der die magnetischen Störungen verursachenden Massen zu bekommen, muß zunächst die Isanomalenkarte betrachtet werden, und zwar für mittlere und nördlichere Breiten in erster Linie die Isanomalen der Vertikalintensität. In der Linienführung der Isanomalen herrscht natürlich bis zu einem gewissen Grade eine Willkür; je enger das Beobachtungsnetz ist und um so mehr die Störungen die Beobachtungsunsicherheit übertreffen, um so zwangsläufiger werden die Kurven. Bei schwachen Anomalien ist es nicht gesagt, daß alle Ausbuchtungen der einzelnen Kurven tatsächlich eine Begründung in den geologischen Verhältnissen haben, wie überhaupt mit geologischen Einflüssen mit Sicherheit nur da zu rechnen ist, wo mindestens mehrere benachbarte Messungen mit einer gewissen Sicherheit in demselben Sinne die magnetische Störung zeigen; auf diese Tatsache muß ganz besonders hin-

[1]) In Wirklichkeit kann der Verlauf der Störungskräfte bei starken Geländeunebenheiten noch erheblich stärker verzerrt werden, besonders auch, wenn die Form der Störungsmasse sehr zerrissen und kompliziert ist, so daß leicht der Eindruck erweckt werden kann, die Magnetisierung der Masse entspräche nicht der Induktion des Erdfeldes.

[2]) Ein solches Beispiel ist nach J. Bartels der Fall des Observatoriums in Katharinenburg, das auf Serpentingestein steht: Die Horizontalintensität ist an zwei nur wenige Meter voneinander entfernten Beobachtungspfeilern in demselben Raum bereits um 300 γ verschieden.

gewiesen werden, um davor zu warnen, mehr aus der Karte herauslesen zu wollen, als die Messungen zu leisten imstande sind.

Ebenfalls muß man sich davor hüten, einzelnen, herausfallenden Messungen, auch wenn sie erheblich über den mittleren Fehler der Beobachtungen hinausgehen, einen zu großen Wert beizumessen; es ist in solchen Fällen wahrscheinlicher, daß die Abweichung durch einen besonderen Einfluß (Unsicherheit des Apparates, Wirkung unbekannter, in der Nähe befindlicher Eisenteile o. dgl.), als durch eine geologische Ursache hervorgerufen worden ist. Nur sorgfältig durch mehrere Anschlußmessungen kontrollierten Meßreihen ist volles Gewicht beizumessen.

Die Ausdehnung einer erdmagnetischen Störung auf der Erdoberfläche hängt von zwei Umständen ab: 1. von der Ausdehnung der Störungsmasse, 2. von ihrer Tiefe. Je tiefer eine magnetische Masse liegt, um so ausgedehnter aber auch um so schwächer ist die magnetische Störung auf der Erdoberfläche (vgl. S. 346). Jede Anwendung von Regeln, wie es in früherer Zeit geschah, um aus dem Verlauf der Störungskräfte auf der Erdoberfläche die Tiefe und Form der magnetischen Masse abzuleiten, ist zu unsicher und kann zu erheblichen Fehlschlüssen führen. Es lassen sich zwar in den meisten Fällen aus der Stärke des Anwachsens der betreffenden Störungskomponente Anhaltspunkte für die Tiefe der störenden Massen gewinnen, ebenso aus der Stärke der Störungen, wenn man die Substanz des Störungskörpers kennt; für regionale Anomalien bleiben solche Angaben freilich ziemlich unsicher. Man ersetzt irgendwelche Regeln aber besser durch theoretische Überlegungen. Am besten geschehen Tiefenbestimmungen an Hand passend gewählter Profile (möglichst senkrecht durch die Gebiete stärkster Störung), analog wie in den theoretischen Beispielen Kap. II. Die Abweichungen, welche die sich aus den Messungen ergebenden Kurven gegenüber den theoretisch berechneten zeigen, müssen dann im einzelnen diskutiert werden. *Für das günstigste Ansetzen einer Aufschlußbohrung* kann, wie die theoretischen Beispiele zeigen, folgende allgemein gültige Regel aufgestellt werden:

a) Der günstigste Ansatzpunkt ist für die Inklination $i = 90^0$ vorhanden an dem Punkt, an welchem die Störung in der Vertikalintensität ein Maximum erreicht, diejenige in der horizontalen Komponente zwischen den beiden extremen Werten gleich Null ist.

b) Der günstigste Ansatzpunkt ist für $i = 0^0$ vorhanden an dem Punkt, an welchem die horizontale Störungskomponente ihr Maximum, diejenige in der Vertikalintensität zwischen den beiden extremen Werten gleich Null ist.

Die dazwischenliegenden Falle fur andere Werte der Inklination sind danach leicht abzuleiten.

Bei der geologischen Auswertung, d. h. der Bestimmung der Substanz der storenden Masse, muß man Richtung und Ausdehnung der festgestellten Anomalien mit allen geologischen Moglichkeiten kombinieren. Jede einzelne Deutungsmoglichkeit muß erortert werden. Schwierigkeiten ergeben sich besonders bei schwachen Anomalien, wenn das wirksame Gestein weder an der Erdoberflache noch aus unterirdischen Aufschlussen bekannt ist. Die physikalische Fernwirkung einer Masse ist gleich dem Produkt aus vorhandenen wirksamen Massen und der spezifischen Wirkung pro Volumeinheit, es ubt also z. B. eine großere Masse mit fein verteilten Magnetitkornchen ganz dieselbe Wirkung aus als ein entsprechend kleineres Magneteisenerzlager. Dazu kommt, daß der Begriff „Erz“ nicht fest begrenzt, sondern mehr ein wirtschaftlicher als physikalischer ist Einige Prozent Eisen mehr oder weniger, kleine Mengen schadlicher Beimengungen (Schwefel, Quarz u. dgl.) konnen für den wirtschaftlichen Wert einer Lagerstatte entscheidend sein, während sie sich physikalisch in der Fernwirkung der vorhandenen Massen gar nicht bemerkbar machen konnen. Beide Tatsachen muß man sich bei der geologischen Deutung der Meßergebnisse wie bei der wirtschaftlichen Bewertung einer geophysikalisch aufgefundenen Lagerstätte unbedingt vor Augen halten.

Eine volle Ausnutzung der magnetischen Forschungsmethode ist im allgemeinen — außer in den besonders gunstig liegenden Fallen, in welchen die Deutung der Meßergebnisse ziemlich sicher ist — erst möglich in Verbindung mit Aufschlussen, bzw. Bohrungen Eine einzige bzw. einzelne auf Grund der Meßergebnisse richtig angesetzte Bohrungen konnen in Verbindung mit den magnetischen Untersuchungen die Untergrundsverhältnisse soweit klaren, daß sowohl in bezug auf die Ursachen der magnetischen Anomalien als auch in bezug auf Erstreckung und Tiefe und zuweilen auch auf Machtigkeit der magnetisch wirksamen Massen mit ziemlicher Sicherheit Aussagen gemacht werden können. Befinden sich z. B. in geringer Tiefe unter der Erdoberflache großere Massen von Roteisen, Hämatit usw., so sind eindeutige Schlußfolgerungen aus der durch Messung festgestellten Verteilung der erdmagnetischen Kraftkomponenten auf die geologischen Ursachen nicht möglich, da die Erzvorkommen in der Regel große Unregelmäßigkeiten aufweisen: Durch chemische Umwandlungsprozesse (z. B. Verwitterung, hervorgerufen durch Grundwasser o. dgl.) können sich bestimmte Teile hochwertigen Erzes in Eisenoxyd umgewandelt haben, welches

magnetisch nur schwach wirksam ist, während wirtschaftlich bedeutungslose Teile wegen ihres Magnetitgehaltes sich magnetisch erheblich stärker bemerkbar machen. Andererseits können sich aber auch wiederum Teile hochwertigen Erzes magnetisch stärker bemerkbar machen. Eindeutige Schlüsse sind also ohne weiteres nicht möglich. An Hand von einigen richtig angesetzten Bohrungen ist aber ein einigermaßen erfahrener Erdmagnetiker stets imstande, über die Erstreckung der durchteuften Schichten Aussagen zu machen.

§ 3. Besondere Beispiele lokaler erdmagnetischer Anomalien und ihrer geologischen Ursachen.

Um die Beziehungen lokaler erdmagnetischer Störungen zu ihren geologischen Ursachen an praktisch in der Natur vorkommenden Fällen zu prüfen, werden einige besonders typische Beispiele eingehender betrachtet.

a) Die erdmagnetische Anomalie von Kiirunavaara in Schweden.

Das Magneteisenerzlager von Kiirunavaara in Nordschweden[1]) ist aus zahlreichen Bohrungen bis zu einer Tiefe von 300 m sehr gut bekannt[2]). Es bildet eine ziemlich gleichmäßige dünne Schicht von ca. 85 m mittlerer Mächtigkeit, welche von Süden, 12,2° zu Westen, nach Norden, 12,2° zu Osten, streicht und unter einem Winkel von 55° nach Osten einfällt. Das Erzlager ist magmatischen Ursprungs. Fig. 22 zeigt die Lage des Erzkörpers im Querschnitt senkrecht zu seiner Längsachse, die Koordinaten des oberen Endes des Erzkörpers sind

$$\text{im Hangenden: } x = -172{,}1 \text{ m} \quad z = 70{,}1 \text{ m}$$
$$\text{im Liegenden } x' = -300.6 \text{ m} \quad z' = 34{,}1 \text{ m}.$$

Die an der Erdoberfläche gemessenen horizontalen (X') und vertikalen (Z) Komponenten der störenden magnetischen Kraft sind graphisch eingetragen. Die normalen Werte des erdmagnetischen Feldes in dem betreffenden Gebiet sind:

$$\left.\begin{aligned} D_0 &= -6^0 \\ i_0 &= 76^0\,20' \\ H_0 &= 0{,}122 \text{ c. g. s} \end{aligned}\right\} \text{d. i.} \quad \begin{aligned} Z_0 &= 0{,}503 \\ F_0\,(\text{Total}) &= 0{,}52 \end{aligned}$$

Der Weg, den v. Carlheim-Gyllensköld bei seinen theoretischen Untersuchungen einschlägt, ist folgender:

---

[1]) v. Carlheim-Gyllensköld a. a. O. siehe S. 321.

[2]) Nach dem Stand z. Z. der Bearbeitung v. Carlheim-Gyllenskölds.

An 20 verschiedenen Bohrproben wird die Magnetisierbarkeit $\varkappa$ der Erzmasse experimentell — bei einer Feldstarke von 71 c g s. — festgestellt zu

$$\varkappa = 0{,}778,$$

wobei die Werte der einzelnen Proben zwischen den Grenzwerten 0,25 und 1,82 schwanken, so daß die Unsicherheit des Mittelwertes wohl auf mindestens $\pm$ 0,2 oder mehr zu veranschlagen ist. Die Magnetisierbarkeit des Nebengesteins (Quarzporphyr und Syenitporphyr) erwies sich gegenuber derjenigen der Erzmasse als so gering, daß sie gleich Null gesetzt werden konnte.

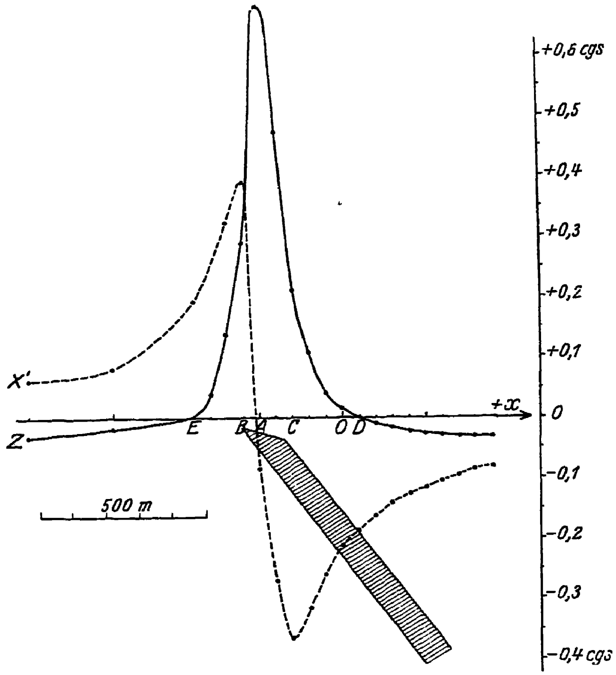


Fig. 22. Verlauf der magnetischen Storung über dem Magneteisenerzlager von Kiirunavaara in Schweden (nach v. CARLHEIM-GYLLENSKIOLD)

Auf Grund der angegebenen Daten identifiziert v. CARLHEIM-GYLLENSKIOLD das Erzlager mit einem elliptischen Zylinder von unendlicher Lange und berechnet unter der Annahme, daß der Erzkorper allein durch die Induktion des Erdfeldes magnetisiert wird, die magnetischen Störungskomponenten fur zwei besondere Punkte an der Erdoberflache Nach einigen Versuchen fand er, daß Rechnung und Beobachtung am besten ubereinstimmten, wenn man annimmt, daß die große Achse des elliptischen Querschnitts eine Lange von 1500 m besitzt, also bis zu einer Tiefe von ca. 1300 m hinabragt. Als Intensitat der Magnetisierung findet er

— 0,02444 parallel der kleinen Achse } (in c. g. s.
— 0,18408 „ „ großen „ } Einheiten)

woraus sich die Intensität J und die Richtung φ der Magnetisierung ergibt zu

$$J = 0{,}186$$
$$\varphi = 47^0\ 30'$$

nach Osten gegen die Horizontale geneigt.

An den beiden betrachteten Punkten auf der Erdoberflache

A = Schnittpunkt der Verlangerung der kleinen Achse mit der Erdoberflache,

B = Schnittpunkt der Verlangerung der großen Achse mit der Erdoberflache,

ergibt sich folgende Ubereinstimmung zwischen dem auf Grund der obigen Daten berechneten und dem tatsachlich beobachteten magnetischen Storungswert.

		J	φ
A	berechnet:	0,0420	47°30′
	beobachtet:	0,0513	44°40′
B	berechnet	2,1771	133°30′
	beobachtet:	0,6619	143°10′

Die auffallende Nichtubereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung in der Intensitat im Punkt B fuhrt v. CARLHEIM-GYLLENSKIOLD darauf zuruck, daß 1. das Erzlager in seinem Ausgehenden am wenigsten der theoretisch vorausgesetzten Form entspricht, 2. der Beobachtungspunkt nicht genau mit dem maximalen Storungswert zusammenfallt, 3. ein geringer Unterschied in dem Abstand des Beobachtungspunktes (Instrumenthohe) vom Erzkorper schon einen sehr großen Unterschied in dem beobachteten Storungswert zur Folge hat. Im ubrigen wird die Ubereinstimmung von v. CARLHEIM-GYLLENSKIOLD als hinreichend bezeichnet.

Im folgenden werde die theoretische Berechnung in folgender Weise auf Grund der in Abschnitt S. 336ff. B 3 entwickelten Theorie durchgefuhrt.

Es wird die Erzmasse ebenfalls senkrecht zum betrachteten Querschnitt als gleichformig und von unendlicher Erstreckung angenommen, wie es auch mit hinreichender Annaherung den Bohrergebnissen entspricht. Als Form des Querschnitts wird die sich aus den Bohrungen ergebende der Berechnung zugrunde gelegt. Die beiden Komponenten α' (in Richtung der x-Achse) und γ (senkrecht nach unten) der Magnetisierung werden mit Hilfe der Diagramme a und b bestimmt, und zwar werde die Berechnung fur folgende funf Punkte ausgeführt:

Punkt	Lage	Gemessene magnetische Storungskomponenten X'	Z	Bemerkungen
A	x = − 250 m	− 0,086	+ 0,658	Maximum in Z
B	− 300 „	+ 0,391	+ 0,292	Maximum in X′
C	− 150 „	− 0,367	+ 0,213	Minimum in X′
D	+ 50 „	− 0,1892	− 0,0014	
E	− 450 „	+ 0,1926	− 0,0017	

Fur die Tiefe, bis zu welcher der Erzkorper hinabragt, werde angenommen:

a) 300 m
b) 800 m
c) 1500 m.

Folgende Tabelle enthalt das Ergebnis der Diagrammauszahlung.

	Fall a		Fall b		Fall c	
	n	m	n	m	n	m
A	+ 160	− 272	+ 207	− 308	+ 219	− 314
B	+ 302	− 85	+ 345	− 108	+ 358	− 112
C	− 46	− 194	− 4	− 245	+ 9	− 254
D	− 90	+ 18	− 64	− 25	− 51	− 40
E	+ 68	+ 57	+ 100	+ 53	+ 110	+ 51

Die numerische Berechnung der Magnetisierungskomponenten α' und γ mit Hilfe der auf S. 340 abgeleiteten Formeln (7) liefert folgendes Ergebnis.

	a		b		c	
	α'	γ	α'	γ	α'	γ
A	+ 0,21	+ 0,27	+ 0,19	+ 0,22	+ 0,19	+ 0,21
B	+ 0,09	+ 0,24	+ 0,07	+ 0,21	+ 0,07	+ 0,20
C	+ 0,25	+ 0,24	+ 0,24	+ 0,14	+ 0,24	+ 0,13
D	− 0,06	+ 0,33	+ 0,16	+ 0,42	+ 0,29	+ 0,37
E	+ 0,22	+ 0,27	+ 0,13	+ 0,25	+ 0,11	+ 0,24
	+ 0,14	+ 0,27	+ 0,16	+ 0,25	+ 0,18	+ 0,23
	± 0,06	± 0,02	± 0,03	± 0,05	± 0,04	± 0,04

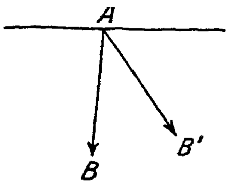


Fig. 23. Abweichung der Richtung AB der magnetisierenden Kraft von der tatsächlichen Magnetisierungsrichtung des Erzlagers.

Als Intensitat J und Neigung φ der Magnetisierung wurde daraus folgen:

	J	φ
a	0,304	62° 40′
b	0,297	57° 20′
c	0,292	52° 0′

φ nach Osten gegen die Horizontale geneigt:

In Fig. 23 stellt AB die Magnetisierung dar, wie sie der (angenaherten) Induktionstheorie entsprechen würde, AB′ die tatsächlich festgestellte Magnetisierung. Diese Abweichung ist sehr einfach durch das zum normalen Erdfeld ungunstig liegende Einfallen des Erzlagers zu erklären (vgl. S. 344).

Es ist noch zu beachten, daß die dritte Komponente β' der Magnetisierung, also diejenige in Richtung des Streichens, nicht bestimmt werden kann, da sie aus den Formeln herausfallt (vgl S 327).

Wurde die Magnetisierung des Erzlagers allein von der Induktion des gegenwartigen Erdfeldes hervorgerufen, so mußte sein nach Gleichung (5) S. 328.

$$\varkappa - \varkappa_0 = \frac{J}{F_0} = 0{,}584 \text{ im Falle a}$$
$$= 0{,}571 \quad ,, \quad ,, \quad \text{b}$$
$$= 0{,}561 \quad ,, \quad ,, \quad \text{c}$$

Die Magnetisierung des Erzlagers wurde also der Induktion des normalen Erdfeldes entsprechen, wenn man als Magnetisierbarkeitsunterschied zwischen Erz und Nebengestein den Wert 0,56 bis 0,58 mit einem mittleren Fehler von etwa ± 0,1 annimmt Das wurde etwa dem experimentell von v Carlheim-Gyllenskiold an Probestucken gefundenen Wert von 0,778 annahernd entsprechen, wenn man die diesen Werten anhaftende Beobachtungsunsicherheit berucksichtigt (vgl S. 362).

Das Ergebnis v. Carlheim-Gyllenskiolds wird damit durch diese andere Art der Berechnung im wesentlichen bestatigt Zu beachten ist die ganz erheblich bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung im letzteren Falle.

b) Die gravimetrische und magnetische Anomalie von Kursk in Rußland[1]).

Als Beispiel des Zusammenhangs zwischen Drehwaage- und erdmagnetischen Messungen werde die bekannte starke erdmagnetische Storung von Kursk in Rußland betrachtet Im Jahre 1874 entdeckt, erregte sie bald große Aufmerksamkeit, da es sich um Abweichungen handelt, welche nicht nur das Erdfeld selbst um ein Mehrfaches ubertreffen, sondern auch eine gewaltige ortliche Ausdehnung in der Lange besitzen (etwa 200 km lang, 2—30 km breit). Nachdem E. Leyst die magnetische Aufnahme des Storungsgebietes in Angriff genommen hatte, wurde die Arbeit nach seinem Tode 1918 von neuem von

[1]) P. Lasareff, Die Anomalie des Erdmagnetismus und der Gravitation im Kursker Gouvernement. Gerl. Beitr. 1926, XV, Heft 1.; G. A. Gamburzeff und M. Polikarpoff, Beitrag zur Frage nach der Ursache der Kursker magnetischen und gravimetrischen Anomalie. Daselbst 1928, XIX, Heft 2/3; H. Haalck, Zur Frage der Erklärung der Kursker magnetischen und gravimetrischen Anomalie. Daselbst 1929, XXII, Heft 3/4.

P. Lasareff in umfassender Weise ausgefuhrt. Von 1919—1926 wurden alle drei Storungskomponenten an etwa 20000 Punkten gemessen. Die Fig. 24 geben den Verlauf der Vertikal-, Horizontalisodynamen und der Isogonen wieder in dem Gebiet der starksten Storung von Stschigry.

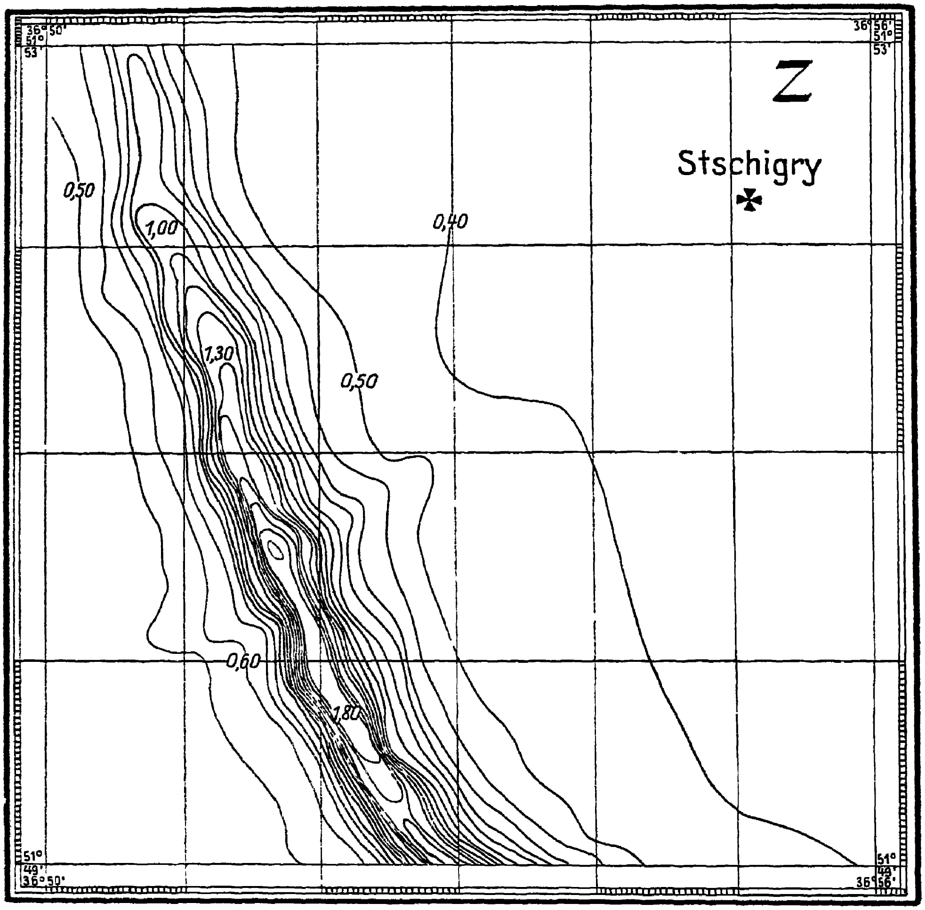


Fig. 24a. Isanomalen der Vertikalintensität.

Die Axiallinie der Storung weicht um etwa 22° nach Westen von der Nordrichtung ab. Die Erforschung der Anomalie ist jetzt von der russischen speziellen Kommission, welche 1920 von der russischen Akademie der Wissenschaften zu diesem Zweck organisiert wurde, bis zu einem gewissen Abschluß gebracht worden mit dem Ergebnis, daß

die bei den Bohrungen gefundenen Eisenquarzitlager die Anomalie vollkommen erklären. Über den letzten Punkt bestehen aber abweichende Ansichten, da es insofern — besonders im Vergleich zu den Störungen von Kiirunavaara — überrascht, als die überaus großen

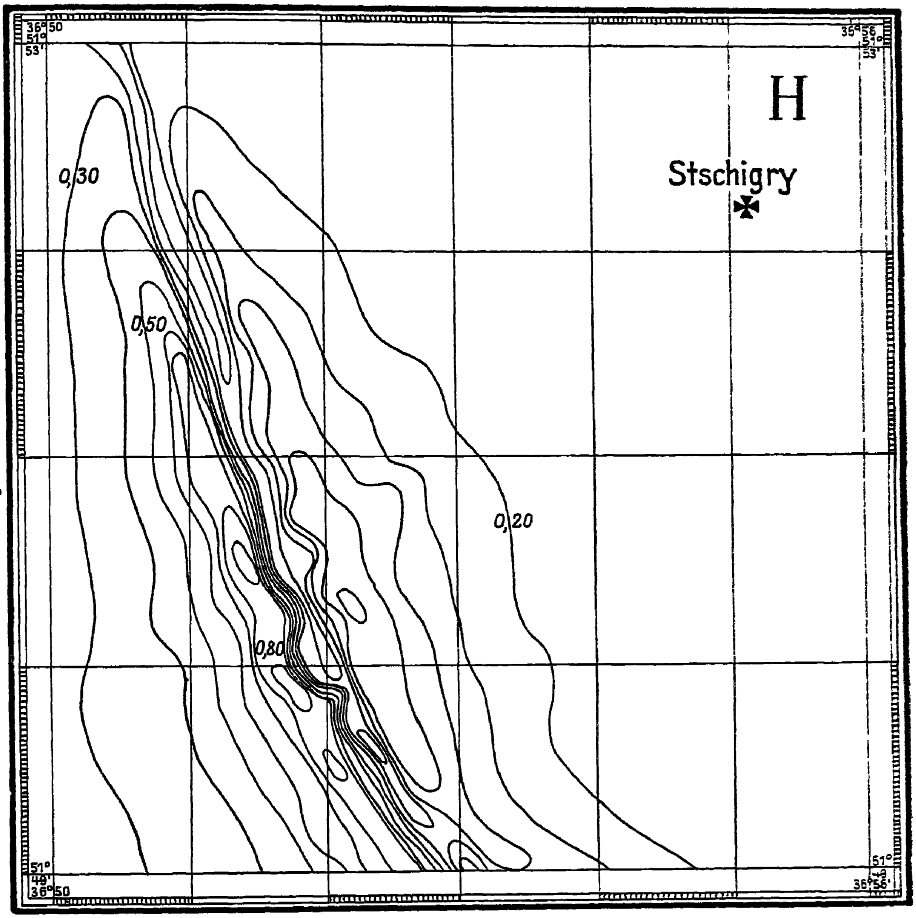


Fig. 24b. Isanomalen der Horizontalintensität.

erdmagnetischen Störungen, welche vor Ausführung der Bohrungen nach Lasareff das Vorkommen von reinem Eisen vermuten ließen, jetzt durch ein Eisenquarzitlager erklärt werden von verhältnismäßig geringem Magnetitgehalt (bis ca. 40 % Fe).

Es ist also zu prüfen, ob zwischen den geophysikalischen Messungen auf der Erdoberfläche und dem durch Bohrungen ermittelten physi-

kalischen Zustand des Untergrundes eine befriedigende Übereinstimmung besteht.

Fur diese Betrachtungen sind die gravimetrischen Messungen mit Hilfe der Eötvösschen Drehwaage sehr wichtig. Fig. 25 zeigt die Ergeb-

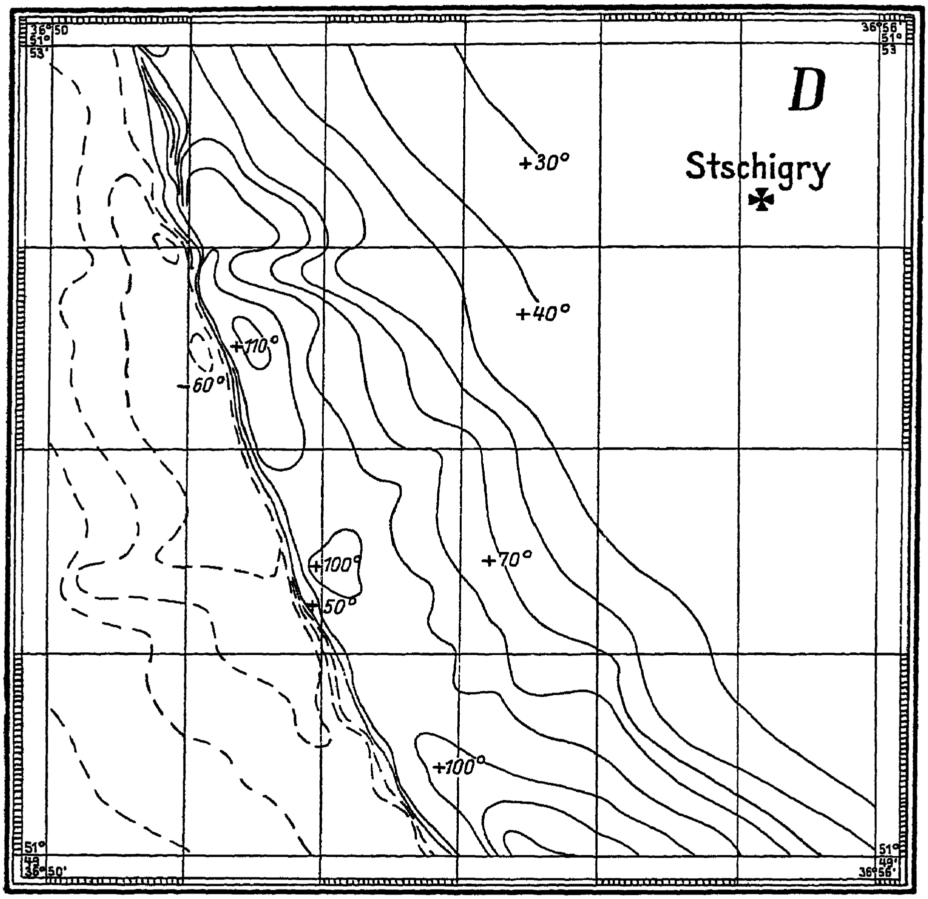


Fig. 24c. Isanomalen der Deklination im Gebiet von Stschigry. (Nach P. Lazareff)

nisse der längs Profil $\varphi = 51^{\circ}\,50'\,5''$ N von P. Nikiforov[1]) ausgefuhrten Drehwaagemessungen in der seit Eötvös allgemein ublichen Form

[1]) P. Nikiforov, Gravitationsanomalien im Gouvernement Kursk. Berichte d. Komm. f. d. Untersg d. Kursker magn. Anomalie. Heft IV, 1924. (russisch).

dargestellt. In folgender Tabelle sind die an den einzelnen Meßpunkten vorhandenen Störungswerte zusammengestellt

Punkt	Magnetische Störungswerte			Gravimetrische Störungswerte			
	dZ	dH	dD	U_{xz}	U_{yz}	U_{Δ}	U_{xy}
1	—	—	—	− 20,4	− 11,5	− 2,4	− 10,0
2	− 0,02	+ 0,07	+ 22°	+ 1,4	+ 15,0	− 9,0	− 2,0
3	+ 0,09	+ 0,21	+ 30°	+ 5,7	+ 17,5	− 13,0	− 1,0
4	+ 0,15	+ 0,29	+ 34°	+ 39,9	+ 29,0	− 3,8	− 8,9
5	+ 0,17	+ 0,38	+ 38°	+ 23,3	+ 42,9	+ 8,4	− 35,9
6	+ 0,24	+ 0,61	+ 40°	+ 52,0	+ 71,8	− 4,0	− 3,2
7	+ 0,72	+ 0,30	+ 42°	+ 31,4	+ 64,4	− 68,4	− 65,4
8	+ 1,41	0	+ 27°	− 5,1	− 9,7	+ 10,0	− 26,2
9	+ 0,92	+ 0,30	− 89°	+ 8,1	− 30,4	− 40,5	− 5,4
10	+ 0,54	+ 0,36	− 93°	− 6,8	− 11,6	+ 25,8	− 21,9
11	+ 0,32	+ 0,28	− 93°	+ 11,0	− 29,5	− 4,0	− 11,8
12	+ 0,04	+ 0,02	− 78°	− 10,4	− 21,2	− 4,8	− 33,1
13	− 0,03	− 0,04	− 61°	+ 8,0	− 5,6	+ 36,2	− 6,5
14	+ 0,43	+ 0,70	+ 38°	+ 85,8	+ 6,2	− 39,9	− 11,6
15	+ 0,09	+ 0,35	+ 28°	+ 12,7	− 6,7	− 15,9	− 4,9

Als Normalwerte des betreffenden Gebiets sind in Abzug gebracht worden

$$\left.\begin{aligned} Z_0 &= 0{,}43 \text{ c g. s} \\ H_0 &= 0{,}20 \text{ c g s.} \\ D_0 &= +3^0 \end{aligned}\right\} \text{ d. h } \begin{aligned} i_0 &= 65^0 \\ F_0 &\text{ (Totalintensität)} = 0{,}475 \end{aligned}$$

Auf Grund der in Kapitel B 3 entwickelten theoretischen Beziehungen läßt sich die Magnetisierung der eingelagerten Störungsmassen im Untergrund als Funktion des Dichteunterschiedes auf folgenden Wegen berechnen:

Fall a: Die Form und Lage der Störungsmassen sei vollkommen beliebig.

Da zur Berechnung von α, β und γ nur die beiden Gleichungen (1) (S. 326 zur Verfügung stehen, so machen wir als weitere Voraussetzung die wahrscheinlichste Annahme $\beta = 0$, d. h. das Azimut der Magnetisierungsrichtung sei parallel zum normalen magnetischen Meridian. Berechnen lassen sich also die in dieser Richtung liegende Magnetisierungskomponente α und diejenige vertikal nach unten (γ).

Fall b: Die Form der Störungsmassen werde nach beiden Seiten in Richtung des Streichens als sich gleichmäßig fortsetzend vorausgesetzt.

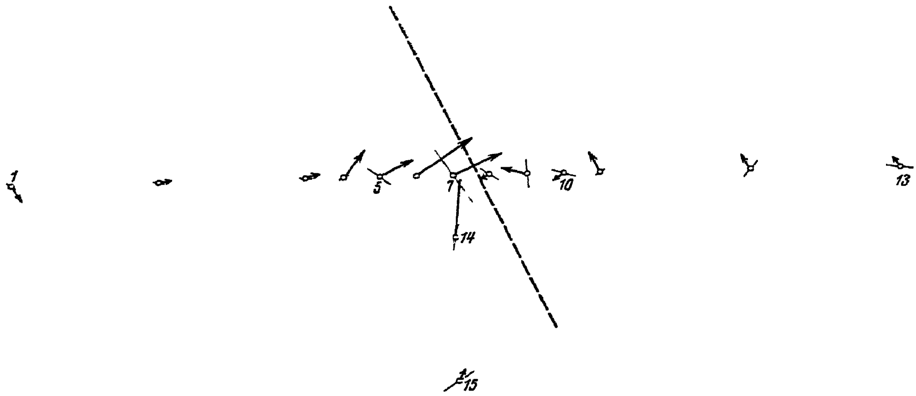


Fig 25. Ergebnis der Drehwaagemessungen im Gebiet von STSCHIGRY (nach P. NIKIFOROV).

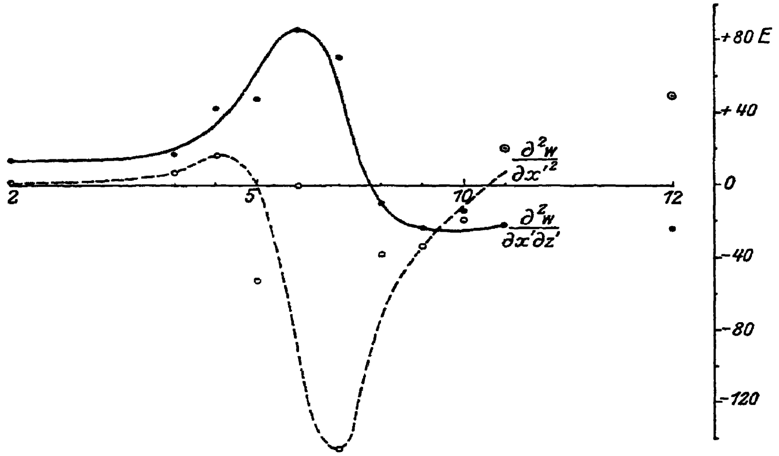


Fig. 26. Verlauf der Schwerkraftsgradienten im Gebiet von STSCHIGRY in dem betrachteten Profil.

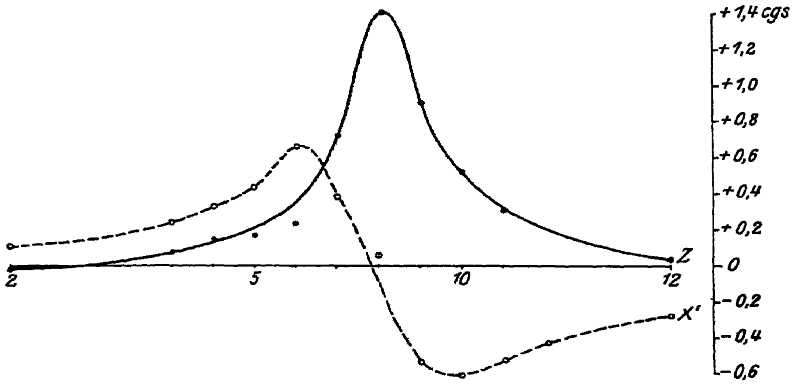


Fig. 27. Verlauf der magnetischen Störung im Gebiet von STSCHIGRY in dem betrachteten Profil.

Die allgemeine Form des Störungsgebietes in dem im folgenden zu betrachtenden Gebiet von STSCHIGRY läßt diese Annahme ebenfalls als wahrscheinlich erscheinen Die Berechnung nach Formel (3) S. 327 liefert dann α' und γ, d. h die senkrecht zum Streichen verlaufende Komponente (α') und diejenige vertikal nach unten (γ) Nach Gleichung (4a) S. 328 muß dann sein

$$\alpha = \frac{\alpha'}{\sin \varepsilon}.$$

In diesem Falle gehen nur die senkrecht zur Richtung des Streichens ($\varepsilon = +26^0$) gerichteten Komponenten in die Rechnung ein. Dabei ist zu beachten, daß die Punkte 2 bis 12 nicht mehr identisch sind mit den Drehwaagemeßpunkten, sondern die Projektion dieser Meßlinie auf die senkrecht zum Streichen verlaufende Richtung bedeuten Fig. 26 zeigt den Verlauf der Krümmungsgrößen und Gradienten, Fig. 27 denjenigen der magnetischen Störungskomponenten für diesen Spezialfall b.

Die numerische Rechnung ergibt[1]):

Fall a (nach den Gleichungen (1) S 326)

$$\left.\begin{aligned}\alpha &= +(0{,}27 \pm 0{,}08)\,(\sigma - \sigma_0)\\ \gamma &= +(0{,}57 \pm 0{,}17)\,(\sigma - \sigma_0)\end{aligned}\right\}\text{ in c g. s}$$

Fall b [nach den Gleichungen (3) S. 327, wobei die Störungswerte nach Fig 26 und 27 einzusetzen sind]

$$\left.\begin{aligned}\alpha &= -(0{,}05 \pm 0{,}43)\,(\sigma - \sigma_0)\\ \gamma &= +(0{,}69 \pm 0{,}22)\,(\sigma - \sigma_0)\end{aligned}\right\}\text{ in c g. s}$$

Die größere Unsicherheit im Falle b rührt wahrscheinlich daher, daß die Voraussetzung — nämlich daß die Massen, welche die magnetischen und gravimetrischen Störungen verursachen, in Richtung des Streichens gleichmäßig gestaltet sind — doch nicht vollkommen erfüllt wird, wie auch das Drehwaagemeßbild (Fig 25) erkennen läßt.

Das Mittel aus den beiden unter verschiedenen Voraussetzungen ermittelten Ergebnissen ergibt (nach Gewichten gemittelt)

$$\begin{aligned}\alpha &= +(0{,}26 \pm 0{,}08)\,(\sigma - \sigma_0)\\ \beta &= 0\\ \gamma &= +(0{,}61 \pm 0{,}13)\,(\sigma - \sigma_0)\end{aligned}$$

Daraus folgt für die Stärke (J) und Neigung (φ) der Magnetisierung

$$\begin{aligned}J &= (0{,}67 \pm 0{,}13)\,(\sigma - \sigma_0)\\ \varphi &= 67^0 \pm 8^0\end{aligned}$$

in Richtung des ungestörten magnetischen Meridians.

[1]) Ausführlich vgl. H. HAALCK, a. a. O. siehe Seite 365.

Der Vergleich mit der ungestorten Inklination $D_0 = 65^0$ des Untersuchungsgebietes läßt also erkennen, daß die Richtung der Magnetisierung der Lagerstatte mit derjenigen des durch das normale Erdfeld induzierten Magnetismus recht genau ubereinstimmt

In dem Falle, daß die Intensitat der Magnetisierung ebenfalls der Induktion des jetzigen normalen Erdfeldes entsprechen wurde, mußte nach Gleichung (5) S. 328 die Differenz $\varkappa - \varkappa_0$ der magnetischen Suszeptibilitat sein:

$$\varkappa - \varkappa_0 = \{ 1{,}41 \pm 0{,}27 \} (\sigma - \sigma_0).$$

Diese Aussagen uber die physikalischen Eigenschaften der eingelagerten Storungsmasse kann man also auf Grund der Drehwage- und magnetischen Messungen machen, ohne sich auf irgendwelche Bohrergebnisse zu stützen.

Fig. 28 stellt die nach Prof. ARCHANGELSKI[1]) auf Grund der eingezeichneten Bohrungen entworfene Struktur des Untergrundes im

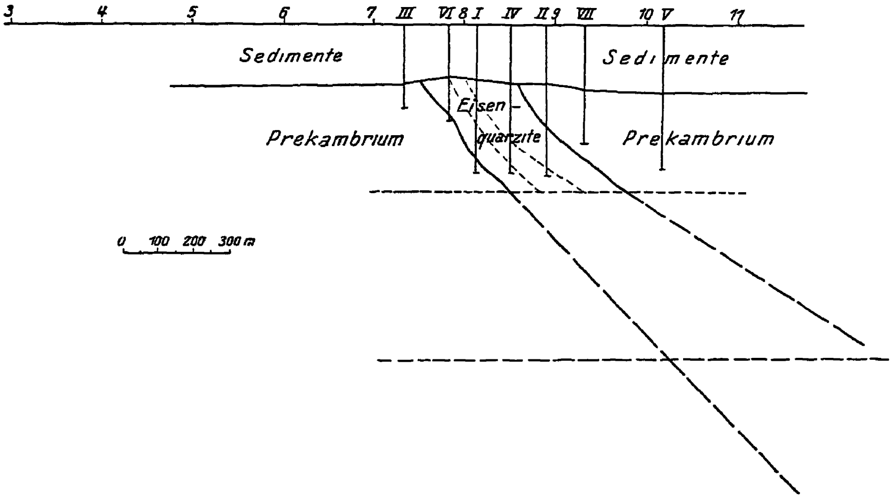


Fig 28. Ergebnis der Bohrungen. (Nach ARCHANGELSKI)

Gebiet von Stschigry dar. Man kann danach die Untergrundverhaltnisse in diesem Teil bis zu einer Tiefe von etwa 500 m als bekannt ansehen

Das Deckgebirge besteht aus Sedimenten, nachterziaren, terziaren, jurassischen und devonischen Schichten, welche horizontal gelagert sind. In einer Tiefe von 152—186 m trafen die Bohrungen auf das

[1]) A. D. ARCHANGELSKI, Transact. of the special Commission for the Study of the Kursk magnetic Anomaly. Vol. VII, Geological Section, Moskau 1926.

kristalline Grundgebirge, welches sich im wesentlichen aus Biotiten, außerdem Gneisen, Chloriten, Quarziten und anderen Gesteinen zusammensetzt. Die Ursache der magnetischen und gravimetrischen Anomalie an der Erdoberfläche bildet eine Schicht von magnetithaltigem Quarzit, welche eine Mächtigkeit von etwa 210—225 m besitzt und in den oberen Teilen unter einem Winkel von 55^0—80^0, in den tieferen Teilen unter 35^0—40^0 nach Osten einfällt. Der Gehalt an Eisen, welches im wesentlichen in Form von Magnetit vorkommt, nimmt nach dem Innern der Schicht zu und beträgt von 26 % in der äußeren Schicht bis zu 40 % in den mittleren Teilen; die Schicht stärksten Eisengehalts ist in Fig. 28 gestrichelt angegeben.

Als Dichteunterschied $\sigma - \sigma_0$ der Lagerstätte als Ganzes genommen gegen das Nebengestein entspricht nach GAMBURZEFF der Wert von 0,85 dem geologischen Befund am besten, doch ist dieser Wert sehr unsicher, ein Wert von $\sigma - \sigma_0 = 0{,}4$ bis 0,6 scheint besser den geologischen Bedingungen zu entsprechen, besonders wenn man für die Berechnungen die Lagerstätte als homogen ansieht, ist der untere Grenzwert der wahrscheinlichere.

Die *Bestimmung der Magnetisierung* an einzelnen Bohrproben ist abgesehen von den großen Unterschieden zwischen den einzelnen Proben mit solchen systematischen Fehlern behaftet, daß ihr praktisch kaum eine Bedeutung beigemessen werden kann. Da jedes Bohrrohr beim Bohren stark magnetisiert wird, besonders in einem so starken Feld wie an der Lagerstätte von Kursk, so wird auch jeder Bohrkern magnetisiert, zumal der Prozeß des Bohrens in dem sehr starken Magnetfeld des Bohrrohrs unter starker Erwärmung und mechanischer Behandlung vor sich geht. Die Magnetisierung, welche man an den Bohrproben messen kann, ist also nicht mehr die Magnetisierung, welche diese im natürlichen Zustand besitzen. Dagegen ist die *Bestimmung der Magnetisierbarkeit* an einer möglichst großen Anzahl von Bohrproben von der größten Wichtigkeit, da die Kenntnis der Magnetisierbarkeit ein Urteil gestattet über die Frage, ob die Intensität der Magnetisierung der Lagerstätte durch die Induktionswirkung des gegenwärtigen normalen Erdfeldes erklärt werden kann oder ob noch andere Ursachen mitgewirkt haben müssen. Leider ist das Material, welches über die Ergebnisse der Magnetisierbarkeitsbestimmungen an Bohrproben mitgeteilt ist, sehr spärlich: P. LASAREFF gibt nur ein einziges Beispiel für eine typische Magnetisierungskurve eines zylindrischen Körpers aus dem Lager. Dieses würde etwa eine Suszeptibilität von

$$\varkappa = 0{,}32 \text{ bis } 0{,}37 \text{ ergeben.}$$

Folgende Tabelle zeigt nach S. 372, wie die Werte fur die Suszeptibilitat $\varkappa$ der Lagerstatte von der Annahme für den Dichteunterschied $\sigma - \sigma_0$ abhangen[1])

$\sigma - \sigma_0$	$\varkappa$
0,85	$1{,}20 \pm 0{,}23$
0,65	$0{,}92 \pm 0{,}18$
0,45	$0{,}64 \pm 0{,}12$

Die Magnetisierbarkeit des reinen in der Natur vorkommenden Magnetits ist, da sie in den einzelnen Vorkommen etwas verschieden ist, nicht sehr genau anzugeben; als Mittelwert kann man wohl allgemein $\varkappa = 0{,}9 \pm 0{,}3$ annehmen (Vgl. H. Reich, S. 25ff)

Die Magnetisierbarkeit des Gesteins der Lagerstatte muß also in jedem Falle angenahert derjenigen des reinen Magnetits gleichkommen, wenn die Magnetisierung der Induktion des Erdfeldes entsprechen soll Da aber die an Probestucken bestimmte Magnetisierbarkeit bedeutend geringer ist, so kann also die Intensitat der Magnetisierung der erbohrten Lagerstatte auf keinen Fall durch die Induktion des Erdfeldes erklärt werden.

Die nachstliegende Möglichkeit, um dann die starke Magnetisierung der erbohrten Eisenquarzitschicht zu erklaren ist die Annahme, daß diese das Ausgehende eines Magneteisenerzlagers von der Magnetisierbarkeit des Magnetits bildet. In diesem Falle würden die sich daruber lagernden Eisenquarzite, da sie sich in dem starken Magnetfeld dieses Erzlagers befinden, um ein mehrfaches starker magnetisiert werden, als sonst der Induktion durch das normale Erdfeld entsprechen wurde.

Der Verlauf der magnetischen und gravimetrischen Storungen auf der Erdoberfläche steht durchaus mit einer solchen Verteilung der Storungsmassen im Einklang; es gibt — wie bekannt — unendlich viele Massenkonfigurationen, welche alle die auf der Erdoberflache gemessenen Storungen hervorrufen konnen. Diese Erklarungsmoglichkeit fur die Ursache der Kursker magnetischen und gravimetrischen Anomalien hatte — außer daß sie allgemein eine größere Wahrscheinlichkeit besitzt und weder den Bohrergebnissen noch den geophysikalischen Meßergebnissen widerspricht — die wichtige Tatsache fur sich, daß sie für die Ursache der starken Magnetisierung der Lagerstätte eine Erklarung gibt, welche dem bisherigen Ergebnis der Erforschung lokaler erdmagnetischer Anomalien entspricht.

[1]) Die Suszeptibilität $\varkappa_0$ des Nebengesteins kann man, da sie gegenüber derjenigen des Eisenquarzits verschwindet, gleich Null setzen.

c) Schwache lokale Störungen, regionale Anomalien, Untertagemessungen.

Um einige lokal sehr eng begrenzte Storungen, welche durch Gesteine geringerer Magnetisierbarkeit hervorgerufen werden, zu betrachten, seien folgende beiden Beispiele angefuhrt.

α) Roteisensteinlager im Harz[1]).

Der Roteisenstein ist im allgemeinen sehr schwach magnetisch, kann aber bei Anwesenheit von einer magnetischen Modifikation von Fe_2O_3 und von Magnetit starker magnetisierbar sein. Das in Fig. 29 dar-

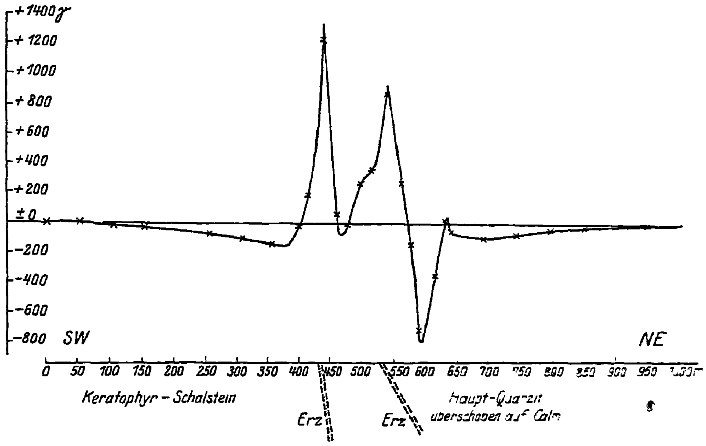


Fig. 29. Störungen der Vertikalintensitat uber Roteisensteinlager im Harz (Nach H. Reich und W. Wolff)

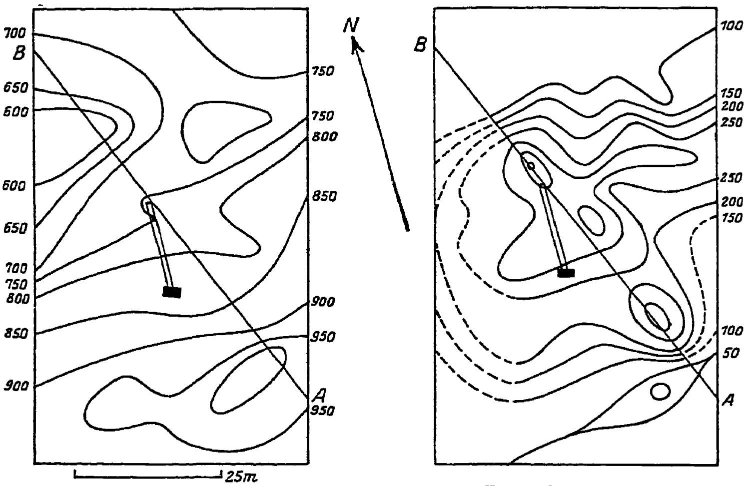
gestellte Profil — es handelt sich um Messungen der Vertikalintensitat — wurden an einer Stelle aufgenommen, an der die Lager bis nahe an die Oberflache reichen. Das Profil zeigt eine sehr klare Ubereinstimmung mit den geologischen Verhaltnissen und hat die Form, die man nach Lage und Einfallen der Erze auch erwarten müßte Die Kurve laßt die Wirkung jedes einzelnen Lagers deutlich erkennen, die hier bei der engen Aufeinanderfolge der Lager interferieren. Der Gesamtunterschied von $+ 1200\,\gamma$ bis $- 700\,\gamma$ betragt also etwa $1900\,\gamma$ auf einer Strecke von ca. 150 m. In dem vorliegenden Falle waren die mit dem Roteisenstein zusammen vorkommenden dunklen Ergußgesteine und Ganggesteine wie Diabas usw. nicht erheblich magnetisch Es kann aber auch vorkommen, daß diese Nebengesteine ähnliche kräftige

[1]) H. Reich und W Wolff, Uber das magnetische Verhalten verschiedener Harzgesteine. Zentralbl. f Min. usw., Jahrg. 1929, Abt. B, Nr. 5, S. 153—160; H. Reich, Magnetische Messungen im Harz. Sitzber. d. preuß. geol. Landesanst. 1929, Heft 4.

magnetische Wirkungen hervorrufen wie der Roteisenstein. In solchen Fällen wurde dann eine erfolgreiche Anwendung der magnetischen Aufschlußmethode fraglich sein.

β) Messungen uber Andesit in Ungarn

Fig. 30 gibt die ortliche Verteilung der Vertikal- und Horizontalintensitat wieder nach Messungen von A WAGNER[1]) in ungarischen Andesiten. Fig. 31 zeigt den Verlauf der Störungskomponenten langs



H = 20 800 γ + . Z = 37 950 γ +

Fig. 30a Isanomalen der Horizontalintensität Fig 30b. Isanomalen der Vertikalintensitat

(In γ) in ungarischen Andesiten (nach A. WAGNER)

des Profils AB. Nach Diskussion der Meßergebnisse schatzte WAGNER auf Grund der Annahme eines punktformigen Pols die Poltiefe des Storungskörpers auf 20—25 m und glaubte die festgestellten Störungen auf das dort vorhandene Fahlerzvorkommen zurückfuhren zu konnen. Die Schürfarbeiten blieben aber ohne Erfolg. Das Profil Fig 31 laßt nun freilich auf Grund der behandelten theoretischen Beispiele die Tiefe des magnetischen Storungskorpers als erheblich geringer erscheinen; sie muß kleiner als ca. 5—10 m sein. Infolgedessen ist es wahrscheinlicher, daß nicht das Fahlerz, sondern der Andesit selbst die Ursache der magnetischen Störung ist, ein Ergebnis, zu welchem REICH[2]) aus geologisch-physikalischen Gründen ebenfalls kommt.

[1]) A. WAGNER, Erdmagnetische Messungen zwecks Aufsuchung isolierter schwach magnetischer Erzlager. ZS. f. angew. Geophysik, Heft 8, Marz 1924.

[2]) H. REICH, Erdmagnetismus u. glaz. Diluvium S. 258, Jahrb. d preuß. geol. Landesanst. 1925.

Als Beispiele von regionalen, sich uber großere Gebiet erstreckenden Anomalien seien die magnetischen Vermessungen von Reich in Schleswig-Holstein und von Errulat im Gebiet der Freistadt Danzig naher betrachtet Beide Storungsgebiete sind Teile jener großen im Norden und Osten Deutschlands vorhandenen regionalen magnetischen Storungen, deren Ursachen hochstwahrscheinlich in Zusammenhang stehen mit den starken regionalen Anomalien von Fennoskandinavien und Rußland

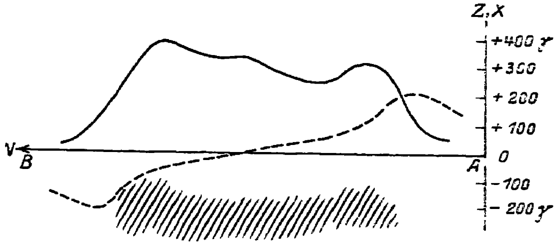


Fig 31. Verlauf der magnetischen Störungskomponenten im Profil AB

γ) Messungen der Vertikalintensitat in Schleswig-Holstein

Fig. 32 zeigt die Verteilung der gemessenen vertikalen Storungskomponente Es lassen sich drei ausgepragte positiv gestorte Gebiete unterscheiden, die von Reich[1]) als Massive bezeichnet werden 1 das Sylter Massiv, welches das Gebiet der Insel Sylt mit Ausnahme ihres sudlichsten Teiles umfaßt, 2 das Husumer Massiv nordostlich von Husum, 3 das Kieler Massiv Daran schließen sich noch weitere Massive an, das Schweriner Massiv, das Pritzwalker Massiv u a Die Storungsamplitude betragt in diesen Storungsgebieten etwa — 250 γ Die geologischen Ursachen dieser Anomalien im Zusammenhang mit den pommerschen und ostpreußischen Anomalien werden von Reich ausfuhrlich diskutiert[2]). Anfanglich wurden die magnetischen Storungsgebiete in Ostdeutschland vielfach als Ursachen regionaler Besonderheiten der oberen sedimentaren Schichten gedeutet Es besteht jetzt aber eine einstimmige Ansicht daruber — besonders H. Reich hat es in seinen Arbeiten ausfuhrlich behandelt und klargelegt —, daß sie ihren Sitz im kristallinen Untergrund haben und nicht durch oberflachennahe Sedimente verursacht sind Die Ursachen der ausgedehnten positiven Anomalien in Schleswig-Holstein sind wahrscheinlich präkambrische Granite, ebenso wie in der Priegnitz, in Mecklenburg, auf Rügen, am Kleinen Belt und in Jutland, analog wie die betracht-

[1]) H Reich, Zur Frage der regionalen Anomalien Deutschlands, insbesondere derjenigen Norddeutschlands. ZS. f Geophys. IV. Jahrg., Heft 2. 1928,

[2]) H. Reich, Lokale und regionale magnetische Anomalien in Schleswig-Holstein. ZS. f. Geophys IV. Jahrg., Heft 7/8. 1928,

lichen magnetischen Anomalien auf Bornholm durch die präkambrischen Granite verursacht werden. Gestutzt wird diese Ansicht noch durch die größeren Schwerewerte in diesen Gebieten. Die magnetischen „Massive" sind also wahrscheinlich verursacht durch schollenartige Reste eines kristallinen Gebirges.

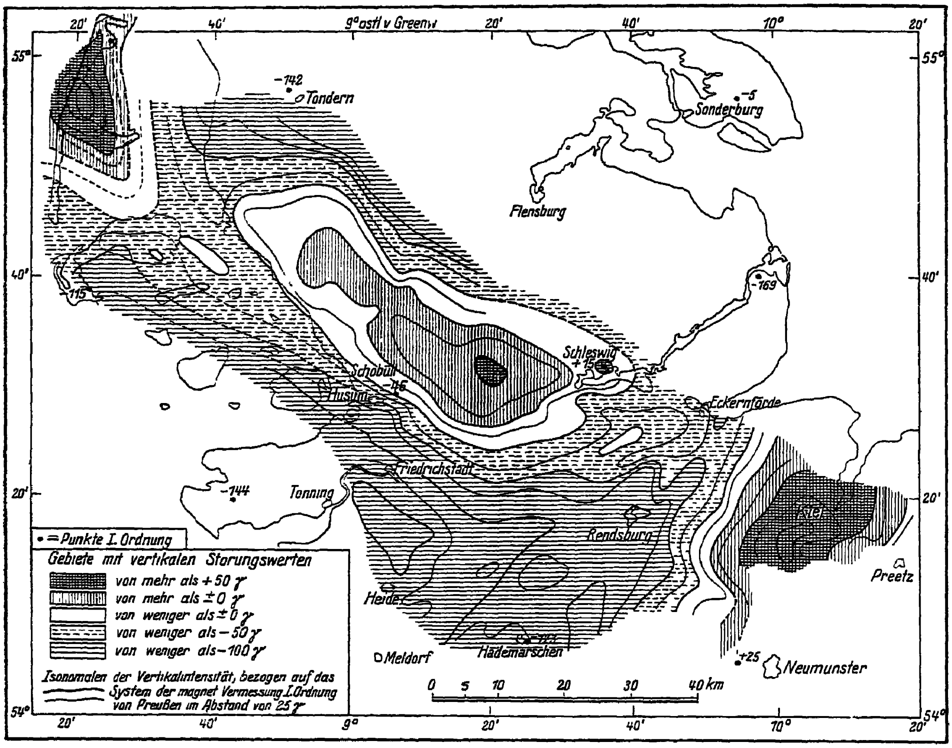


Fig. 32. Störungen der magnetischen Vertikalintensität in Schleßwig-Holstein. (Nach H. REICH.)

δ) Messungen im Gebiet der Freistadt Danzig[1]).

Die Fig. 33a, b, c, stellen die Verteilung der Horizontal- und Vertikalintensität und der Deklination im Gebiet der Freistadt Danzig dar nach den Messungen von FR. ERRULAT[2]). Das Gesamtbild läßt eine ausgeprägte magnetische Störung erkennen, welche etwa von Nordwesten

---

[1]) Vgl. H. HAALCK, Über die Ursache der erdmagnetischen Störung im Gebiet der freien Stadt Danzig, Z. f. Geophys, 1930.

[2]) FR. ERRULAT, Erdmagnetische Messungen im Gebiete der Freien Stadt Danzig. Mitt. d. Geophys. Warte der Universität Königsberg, 1929.

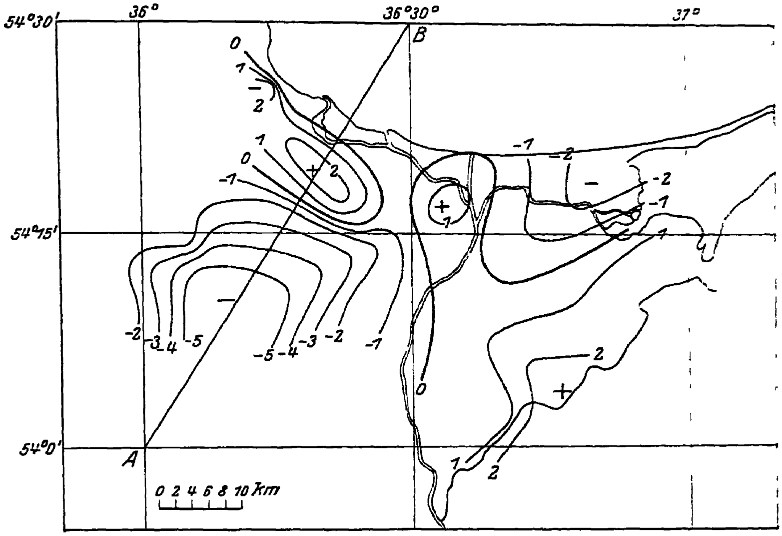


Fig. 33a. Isanomalen der Vertikalintensität

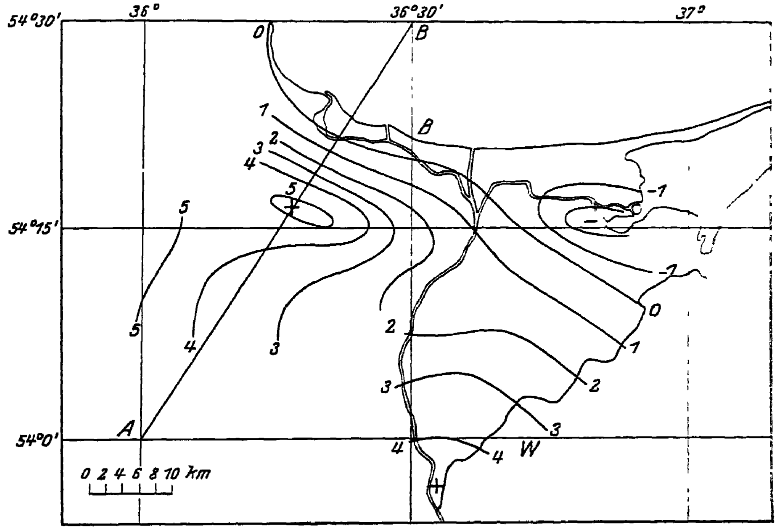


Fig. 33b. Isanomalen der Horizontalintensität.

nach Südosten verläuft. Auf die Deutung der geologischen Ursachen dieser Störung geht Errulat noch nicht ein.

Es werde folgendes senkrecht zum Streichen der Störung verlaufendes Profil betrachtet: Von Punkt A ($\varphi = 54^0\,0'$, $\lambda = 36^0\,0'$ O) bis Punkt B ($\varphi = 54^0\,30'$, $\lambda = 36^0\,30'$). Fig. 34a stellt dann den Verlauf der in

diesem Profil liegenden horizontalen (d H) und vertikalen (d Z) Störungskomponenten dar. Als ungefähre normale Änderung des Erdfeldes ist in Abzug gebracht worden

Abnahme in H = 3,4 γ pro Kilometer in Richtung der normalen magnetischen Nordrichtung,

Zunahme in Z = 4,25 γ pro Kilometer in Richtung der normalen magnetischen Nordrichtung

Als Nullwerte sind gesetzt:

$$\left.\begin{matrix} Z_0 = 43910\,\gamma \\ H_0 = 17805\,\gamma \end{matrix}\right\}\text{d. i.}\quad \begin{matrix} F_0 = 47400\,\gamma \\ i_0 = 67^0 \end{matrix}$$

(Die geringe Änderung, welche der Verlauf der Kurve der Störungskomponenten erfahrt, wenn man etwas andere Normalwerte zugrunde legt, ändert das Diskussionsergebnis nicht.)

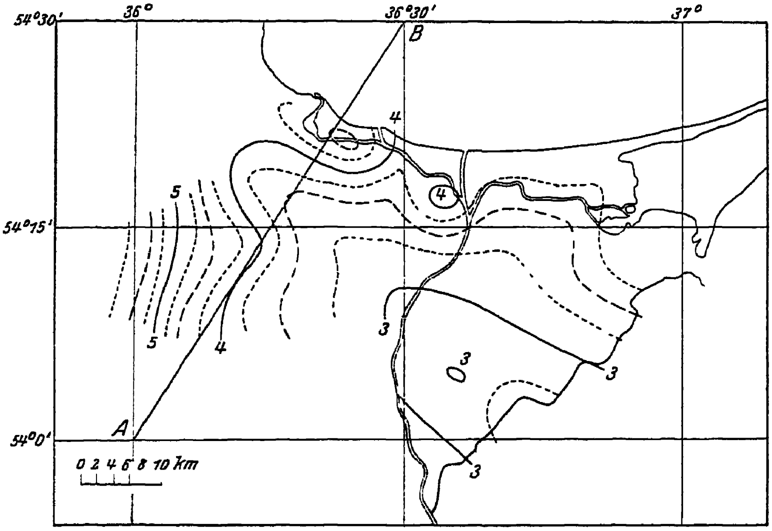


Fig. 33c. Isanomalen der Deklination im Gebiet der Freistadt Danzig. (Nach FR. ERRULAT.)

Die Ursache der regionalen magnetischen Störung ist unbekannt. Eine kurze theoretische Betrachtung des Verlaufs der Störungskomponenten längs des Profils AB gibt für die geologische Deutung der Ursache einige Anhaltspunkte und zeigt gleichzeitig, welche Rolle in solchen Fällen die Frage der Mehrdeutigkeit spielt.

Schon die erste Betrachtung der Störungskurven Fig. 34a läßt, wenn man den Maßstab der Karte berücksichtigt, erkennen, daß keine oberflächennahen Massen als Ursache der magnetischen Störungen in Frage

kommen konnen; diese kann nur in großeren Tiefen gesucht werden. Geologisch ist dann das Wahrscheinlichste, daß das kristalline Grundgebirge die Ursache bildet, und es laßt sich einfach zeigen, daß eine andere Deutung keine Wahrscheinlichkeit fur sich haben kann

Die Magnetisierbarkeit der kristallinen Gesteine variiert je nach der Art des Gesteins innerhalb sehr weiter Grenzen, während diejenige der sedimentaren Gesteine, jedenfals wenn es sich um Sedimente handelt,

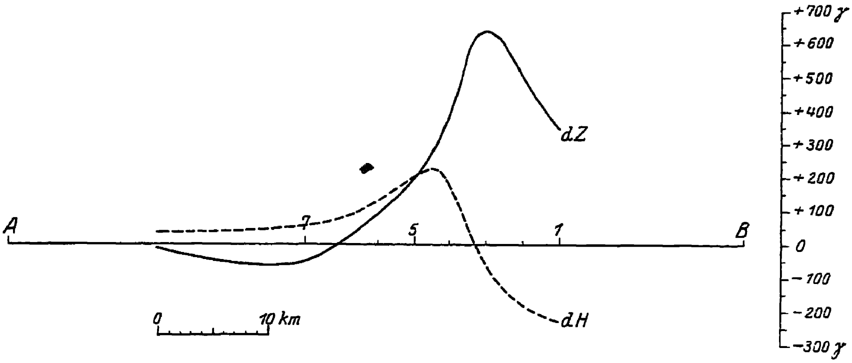


Fig. 34a Verlauf der magnetischen Storung in dem Profil AB

welche in ganz großen Massen vorkommen, nicht so sehr untereinander differiert (etwa von der Großenordnung von 0 bis 0,0001). Die kristallinen Gesteine, welche in großen Machtigkeiten vorkommen, zeigen als Ganzes im Mittel genommen Magnetisierbarkeiten etwa zwischen 0,001 bis 0,01. einzelne Teile und Probestucke konnen noch weit aus diesen Grenzen herausfallen. Daruber hinaus zeigen basische Eruptiva starkere Magnetisierbarkeiten bis zu reinem Magnetitvorkommen hinauf mit Magnetisierbarkeiten von 0,5 bis uber 1.

Liegt die Ursache der Danziger Anomalie im kristallinen Untergrund. so sind zwei Grenzmoglichkeiten vorhanden

a) das gleichmaßig magnetisierbare Grundgebirge ragt in dem Storungsgebiet bis zu geringer Tiefe unter der Erdoberfläche empor;
b) bei gleichmaßiger horizontaler Lagerung des kristallinen Untergrundes bilden Materialverschiedenheiten die Ursache der magnetischen Storung.

Beide Umstände konnen zusammen wirken.

Folgende beiden ziemlich extremen Falle werden jetzt theoretisch betrachtet:

Fall a: Der kristalline Untergrund besitze eine gleichmaßige Magnetisierbarkeit $\varkappa = 0{,}0033$. Diejenige des Deckgebirges kann demgegenüber gleich Null gesetzt werden. Welche Form des Grundgebirges würde am besten die auf der Erdoberfläche beobachtete magnetische Störung verursachen können?

Die Berechnung wird in einfacher Weise mit Hilfe der beschriebenen Diagramme durchgeführt (vgl. S. 336ff.), und zwar geht man dabei nach einem Annäherungsverfahren vor. Man nimmt zunächst eine den Störungen ungefähr entsprechende Form der Störungsmasse an, führt die Rechnung durch und ändert die angenommene Form solange, bis der auf Grund der angenommenen Form mit Hilfe der Diagramme berechnete Verlauf der Störungskomponenten dem beobachteten Verlauf möglichst gut entspricht. Fig. 34b zeigt, welche magnetischen

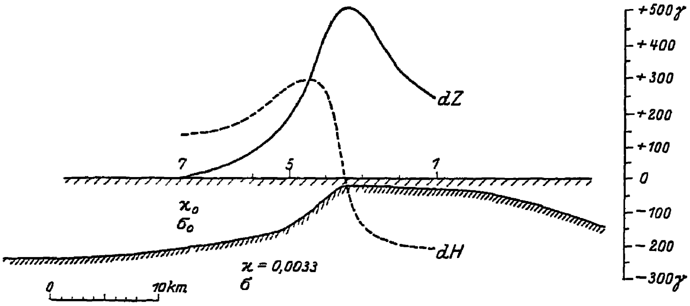


Fig. 34b. Verlauf der magnetischen Störungskomponenten unter Annahme des Hinaufragens des kristallinen Grundgebirges.

Störungen die dargestellte Form des kristallinen Untergrundes auf der Erdoberfläche hervorrufen würde. Die geringste Tiefe würde etwa 600 m betragen, das Einfallen ist nach Südwesten bedeutend steiler als nach Nordosten. Als Tiefe, aus welcher das Grundgebirge emporsteigt, ist etwa 8000 m angenommen; doch ändert sich die Kurve der störenden Kräfte mit etwas anderen Annahmen für diese Größe nicht wesentlich.

Fall b: Das kristalline Grundgebirge sei in einer Tiefe von 10000 m gleichmäßig horizontal gelagert und besitze eine gleichmäßige Magnetisierbarkeit $\varkappa_1$. In dem Grundgestein sei ein Magnetitlager eingebettet von der Magnetisierbarkeit $\varkappa = \varkappa_1 + 0{,}5$. Fig. 34c zeigt den Verlauf der magnetischen Störung, welche durch ein solches Magneteisenlager von 600 m Mächtigkeit, das nach Nordosten unter einem Winkel von ca. 50^0 einfällt und bis 28 km Tiefe hinabragt, verursacht werden würde. Der letztere Wert hat auf den Verlauf der Störungskomponenten keinen erheblichen Einfluß.

Betrachten wir das Ergebnis der theoretischen Berechnung fur diese beiden angenommenen Grenzfalle, so ist zunachst zu sagen, daß beide Annahmen über die Verteilung der Magnetisierbarkeit im Untergrund geeignet sind, die auf der Erdoberflache gemessene erdmagnetische Storung — wenn auch nicht vollstandig in allen Einzelheiten, so doch hinreichend — zu erklaren[1]). Damit tritt auch die Vieldeutigkeit[2]) in der Deutung der Ursache klar vor Augen Alle entsprechenden moglichen Lagerungsformen zwischen diesen beiden Grenzfallen konnen die Ursache bilden. Eine geringere Magnetisierbarkeit als im Grenz-

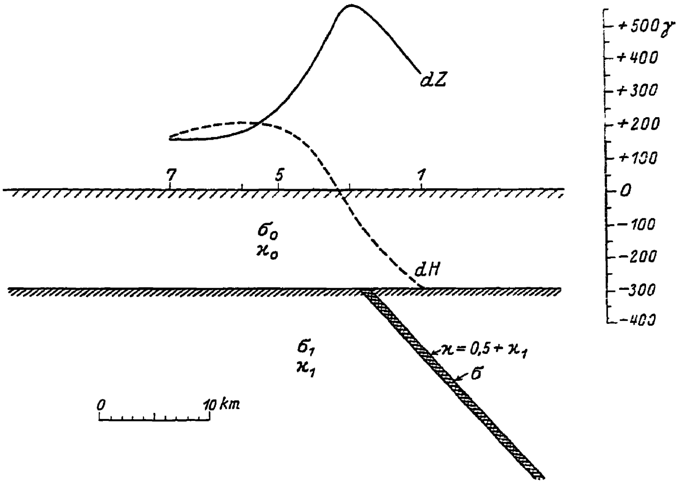


Fig. 34c. Verlauf der magnetischen Storungskomponenten unter Annahme einer einfallenden Magnetitschicht in der Tiefe.

fall a wird — obwohl Eruptivgesteine noch geringere Magnetisierbarkeiten besitzen konnen (z. B. Granit im Mittel etwa 0,001) — kaum anzunehmen sein, da das Grundgebirge dann schon in geringen Tiefen anzutreffen sein mußte und die Kurve der storenden Krafte wohl kaum

[1]) Durch Annahme kleiner Unregelmäßigkeiten wurde leicht eine vollstandige Ubereinstimmung zwischen gemessener und theoretisch berechneter Storungskurve zu erzielen sein.

[2]) Die große Vieldeutigkeit in der Erklarung der Ursache ortlicher magnetischer Anomalien, wenn der Untergrund nicht aufgeschlossen ist, ist fur die magnetische Aufschlußmethode noch stärker ausgepragt als bei den übrigen geophysikalischen Verfahren. Sie ist stets vorhanden, denn wo z. B. das Vorkommen von stark magnetischhaltigen Lagerstatten möglich ist, ist auch das Vorhandensein großerer Massen magnetisierbarer Eruptiva moglich. Der praktische Geophysiker wird sich daher, um Fehldeutigkeiten moglichst zu vermeiden, diese Tatsache stets vor Augen halten müssen.

einen so regelmaßigen Verlauf zeigen wurde. Der Grenzfall b ist andererseits gänzlich unwahrscheinlich. Es ist vielmehr als das wahrscheinlichste anzunehmen, daß die wirkliche geologische Ursache der magnetischen Storung naher dem ersten als dem zweiten Grenzfall liegt und daß sowohl ein hoheres Heraufragen des Grundgebirges als auch das Vorhandensein starker magnetisierbarer Eruptiva zusammenwirkt.

Den theoretischen Berechnungen liegt die wohl begrundete Annahme zugrunde, daß die Magnetisierung der Untergrundsformationen durch die Induktionswirkung des Erdfeldes hervorgerufen wird (vgl S 308). Die Neigung der Magnetisierungsrichtung mußte demnach in dem Storungsgebiet etwa 67° betragen. Bei der Rechnung zeigt sich jedoch, und zwar ubereinstimmend in beiden behandelten Grenzfallen, daß die Kurven der horizontalen und der vertikalen Storungskomponenten nur dann ein ubereinstimmendes Resultat ergeben, wenn man fur die Neigung der Magnetisierungsrichtung einen Wert von etwa 50°—55° annimmt. Diese Tatsache ist nicht uberraschend, sondern entspricht der Theorie, da in einer einfallenden Schicht, welche gegen die Richtung der magnetisierenden Kraft etwas geneigt ist, ein Feld induziert wird, dessen Richtung mehr mit dem Einfallen der Schicht als mit der Richtung des magnetisierenden Feldes ubereinstimmt (vgl S. 344) und Beispiel von Kiirunavaara S. 364) Eine Neigung der magnetischen Storungsmassen nach Nordosten mussen wir in dem Fall der Danziger Storung nach dem Verlauf der Storungskomponenten unbedingt annehmen[1]).

Um die Struktur des Untergrundes durch andere, das magnetische Verfahren erganzende geophysikalische Aufschlußmethoden eingehender zu erforschen, d. h. also um die erörterte Vieldeutigkeit weiter einzuengen, kommen einmal das seismische Laufzeitkurvenverfahren, zweitens gravimetrische Verfahren, also Pendel- und Drehwaagemessungen, in Frage. Betrachten wir zunachst die Möglichkeit einer nutzbringenden Anwendung der Drehwaage:

An den angegebenen Punkten 1 bis 7 ergibt die Berechnung der Gradienten und Krümmungsgrößen (mit Hilfe der Diagramme S. 338)

---

[1]) Die Feststellung der tatsächlichen Magnetisierung des Storungskorpers ist, wie dieses Beispiel zeigt, nur dann mit genügender Sicherheit möglich, wenn nicht nur der Verlauf der Vertikalen, sondern auch derjenigen der horizontalen Storungskomponente bekannt ist. Es ist daher fur eine strenge Diskussion der Ursache eines magnetischen Storungsgebietes erforderlich, das Störungsfeld vollständig in allen 3 Komponenten auszumessen.

folgende Werte (abgerundet) für die beiden theoretisch betrachteten Grenzfälle:

Fall a

Punkt	$\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z}$	$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2}$
1	+ 20	— 160
2	+ 20	— 140
3	+ 70	— 200
4	+ 200	— 70
5	+ 130	+ 20
6	+ 80	+ 30
7	+ 40	+ 40

Fall b

Punkt	$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2}$	$\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z}$
1	— 1,3	0
2	— 1,3	+ 0,6
3	— 1,3	+ 0,9
4	— 0,6	+ 1,0
5	— 0,2	+ 0,9
6	0	+ 0,7
7	+ 0,1	+ 0,5

in Einheiten $(\sigma - \sigma_0) \cdot 10^{-9}$ c. g. s

Der Großenordnung nach kann ungefähr sein:

$$\text{Fall a: } \sigma - \sigma_0 = 0{,}2 \text{ bis } 1{,}0$$
$$\text{Fall b: } \sigma - \sigma_1 = 0{,}6 \text{ bis } 2{,}0,$$

daraus würde also folgen, daß in dem Falle, wenn die geologische Ursache (wie auch vermutet) näher dem Grenzfalle a liegt, Drehwaagemessungen sehr wohl geeignet sind, die Struktur des Untergrundes in dem betreffenden Störungsgebiet erheblich besser zu erforschen. Zu beachten ist freilich, daß sich in den das kristalline Grundgebirge überdeckenden Schichten solche Massenunregelmäßigkeiten befinden können, welche auf die Drehwaage in stärkerem Maße wirken und die Wirkung des Grundgebirges mehr oder weniger verschleiern können.

Relative Messungen der Intensität der Schwere mit Hilfe von Pendeln scheinen insofern günstiger, als der Einfluß kleiner oberflächennaher Massenunregelmäßigkeiten sich nicht so störend bemerkbar macht wie bei Drehwaagemessungen, so daß also die Wirkung des Grundgebirges reiner zum Ausdruck kommt. Während im Grenzfall a die Wirkung des kristallinen Grundgebirges auf die Intensität der Schwere von der Großenordnung rund 180 $(\sigma - \sigma_0) \cdot 10^{-3}$ c g s ist, bleibt sie im zweiten Grenzfall unter der Empfindlichkeit der Pendelmessungen, welche etwa ± 1 Milligal beträgt. Zu beachten ist auch hierbei, daß noch tiefer liegende Massenungleichheiten des Untergrundes in die Messungen eingehen können. Somit sind also auch Pendelmessungen dazu geeignet, die Deutungsmöglichkeiten der magnetischen Störungen von Danzig erheblich weiter einzuschränken. Doch wären in diesem Fall die Drehwaagemessungen vorzuziehen, da deren Ergebnisse genauere Aussagen über die Struktur des Untergrundes erlauben. Jedenfalls ist das Vorhandensein einer ungefähr mit der positiven Störung der magnetischen Vertikalintensität zusammenfallenden positiven meßbaren Schwerestörungen im Gebiet von Danzig als sehr wahrscheinlich zu bezeichnen.

Die sichersten Angaben uber die Tiefenlage des kristallinen Grundgebirges würde die Anwendung des seismischen Laufzeitkurvenverfahrens ergeben. Doch kann diese sich auch nur in dem Fall lohnen, wenn die Tiefe nicht zu groß (bis etwa 1000—1500 m Tiefe) ist. Bei größeren Tiefen werden die Kosten für eine erfolgreiche Anwendung der experimentellen Seismik wegen der dabei notigen großen Sprengmassen zu groß.

Zusammengefaßt laßt sich sagen, daß, um die Vieldeutigkeit in der Erklärung der Ursache der Danziger magnetischen Storung in engere Grenzen einzuschränken, Drehwaagenmessungen die meisten Aussichten auf Erfolg bieten.

ε) Untertagemessungen.

Im Erzbergbau konnen magnetische Messungen unter Tage im Schacht oder im Stollen zuweilen von praktischer Bedeutung sein, um festzustellen, nach welcher Richtung hin ein Stollen vorgetrieben werden muß, um magnetisierbare Erze anzutreffen, oder uber Lagerung und Erstreckung von magnetischen Gesteinsmassen, welche sich in der Nähe eines Stollens oder Schachtes befinden, ein Urteil zu gewinnen. In der praktischen Ausfuhrung werden solche Messungen sehr dadurch behindert, daß in den seltensten Fallen die zu untersuchenden Stollen eisenfrei und hinreichend weit genug entfernt von großeren Eisenteilen (wie z.B dem Gestange des Schachtes) sind Ein Beispiel einer Untertagemessung zeigt Fig. 35. Die Messungen wurden in einem alten eisenfreien Stollen ausgeführt. Das aufgezeichnete Profil stellt die Kurve der Vertikalintensität langs des Stollens dar. Sie laßt zwei ausgeprägte Störungen deutlich erkennen: einmal zwischen den Punkten 79 und 81 einschließlich und zweitens von Punkt 84 bis über Punkt 85 hinaus. Die in höheren Niveau von anderer Richtung angefahrenen magnetisch störenden Massen (Serpentin) befanden sich an den durch die Storung angegebenen Stellen in einiger Entfernung seitlich über den Stollen. — Eine besonders schwierige Frage bei Untertagemessungen entsteht leicht infolge der Vieldeutigkeit der Meßergebnisse.

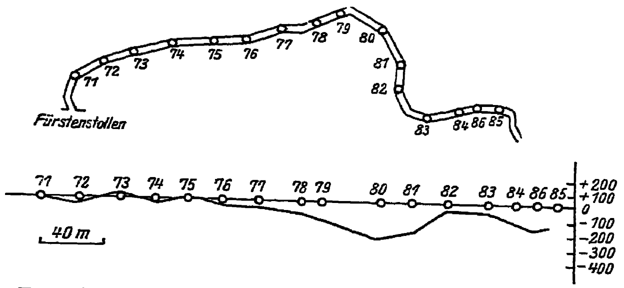


Fig. 35. Magnetische Störungen in der Vertikalintensität in einem eisenfreien Stollen.

§ 4. Allgemeine Ergebnisse und Schlußfolgerungen.

Die Zahl der Vermessungen lokaler erdmagnetischer Störungsgebiete ist sehr groß und hat besonders in den letzten Jahren, seitdem man der magnetischen Aufschlußmethode erhöhte Aufmerksamkeit zuwandte, beträchtlich zugenommen. Einige Beispiele solcher ausgemessener Störungsgebiete, deren geologische Ursachen zutage treten oder aus Aufschlüssen bekannt sind, sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt (siehe S. 388ff.)

Die angegebenen Größen der maximalen Störungsbeträge sind naturgemäß nur der Größenordnung nach zu rechnen, ebenso wie die Gruppierung keine strenge Einteilung sein kann.

In den Fällen, in welchen die magnetischen Störungen sehr stark waren, bildete es keine große Schwierigkeit, die geologischen Ursachen zu erkennen. Anders war es dagegen bei schwachen ausgedehnten Anomalien in sedimentären Gebieten: die Suszeptibilität der sedimentären Gesteine differieren unter sich nur sehr wenig, so daß es schwierig ist, aus Laboratoriumsversuchen die einzelnen Magnetisierbarkeiten mit genügender Sicherheit festzustellen, andererseits waren die magnetischen Störungen ziemlich schwach, so daß sie zwar noch hinreichend deutlich, aber doch in der Nähe der Fehlergrenze der Messungen lagen, und örtlich so ausgedehnt, daß eine scharfe Abgrenzung der Störungen, welches die geologische Deutung ihrer Ursachen sehr erleichtern würde, nicht vorhanden war. Es lag im Bereich der Möglichkeit, daß Salzlagerstätten, welche sich aus praktisch vollkommen unmagnetischen Gesteinen zusammensetzen, negative magnetische Störungen auf der Erdoberfläche verursachten, da die das Nebengestein bildenden Diluvialgesteine infolge ihres Reichtums an kristallinen Geschieben eine stärkere Magnetisierbarkeit besitzen müssen. In der Tat stellte F. Schuh[1]), welcher 1920 als erster den Versuch machte, festzustellen ob Salzhorste einen meßbaren Einfluß auf das erdmagnetische Feld auf der Erdoberfläche ausübten, im südlichen Mecklenburg schwache negative Anomalien fest, die er in erster Linie auf den Einfluß der dortigen stockförmig auftretenden Salzmassen bezog. Die sich daran knüpfenden Erwartungen, Salzstöcke durch magnetische Messungen auffinden zu können, verwirklichten sich nicht. Zahlreiche darauf folgende Messungen verschiedener Geophysiker über Salzlagerstätten ergaben teils ähnliche, teils abweichende Resultate. Einwandfreie Beziehungen konnten daraus nicht abgeleitet werden. Theoretischen Überlegungen[2]) nach können

[1]) Fr. Schuh, Magnetische Messungen im südwestlichen Mecklenburg. Mitt. a. d. Mecklenb. Geol. Landesanstalt, 32, Rostock 1920.

[2]) J. Königsberger, Die magnetische Feststellung von Salzlagerstätten. ZS. Kali, Heft 5, Halle 1924.

I Messungen über magnetische Erzlagerstätten.

Nr.	Gebiet	$\Delta Z_{max} - \Delta Z_{min}$ (in γ)	Ursache	Quelle
1	Kursk in Rußland	bis + 200000	Eisenquarzite (Quarzite mit Magnetitzwischenlagen)	P. LASAREFF, Gerlands Beitr. f. Geophysik, Bd. 15, Heft 1 und 2, 1926
2	Kirunavaare in Schweden	bis + 70000	Magnetit (96—98% der Lagerstätte)	v. CARLHEIM-GYLLENSKIOLD, A brief account of a magnetic survey of the iron ore field of Kirunavaare, Stockholm 1910
3	Krivoy-Rog in Südrußland	+ 10000 bis + 25000	Eisenschüssige Quarzite, hauptsächlich Roteisen, Magnetit	P. T. PASSALSKY, Anomalie magnétique à Krivoy-Rogue, Odessa 1904 (in einem Falle bis + 100000)
4	Loveaniemi in Norbotten	> + 40000	Magmatische Ausscheidung von agatitreichem Magneteisen	W. PETERSEN, The Iron ore Resources of the World (Atlas)
5	Jussaroe im finnischen Schärenhof	+ 15000 bzw + 63000	Magnetit (20—25% Fe)	A. F. TIGERSTADT, Magnetische Untersuchungen in der Gegend von Jussaroe, Fennia 14, Nr 8, S. 14—19, 1898 (die letztere Störung liegt in der Nähe auf dem Meere)
6	Bodenmais im bayrischen Wald	+ 5000 bis + 10000	Magnetkies	K STOECKL, Erdmagnetische Messungen im bayrischen Walde 1908—1913. Abh d. Bayr. Akad. d. Wiss Math.-Phys Kl. 29, München 1924.
7	Berggießhübel in Sachsen	ca + 2000	Magnetit	C. HEILAND, ZS. f. Instkde, Heft 9, Berlin 1925
8	Dreifaltigkeit in Kärnten	bis ca + 3000	Magnetit	HAALCK (unveröffentlicht)
9	Dreifaltigkeit in Kärnten	bis ca + 800	magnetithaltiger Phyllit	

II Messungen über magnetitreichen Eruptivgesteinen

Nr	Gebiet	$\Delta Z_{max} - \Delta Z_{min}$ (in γ)	Ursache	Quelle
10	Kaiserstuhl	bis ca + 5000	Basische Eruptivgesteine (Phonolite, Basalte, Limburgite usw.)	G. Meyer, Erdmagnetische Untersuchungen im Kaiserstuhl. Ber. d. Naturf.-Ges. zu Freiburg i. Br., Bd. 12, 1902
11	Zobten	a) + 7500 b) + 600	a) Serpentin b) Gabbro	H. G. Wolff, Erdmagnetische Untersuchungen im Zobtengebirge. Ver. d. Preuß. Met. Inst. Nr. 277, 1914
12	Puys de Dôme	+ 4800	Basalt	Brunhes et David, Sur la mesure directe de la composante verticale du magnétisme terrestre. C. R. **146**, 878—880. 1908
13	Themar in Thüringen	ca + 2300	Basalt	E. Schaper, Untersuchungen der magnetischen Störungen durch den Basaltausbruch des Ottilienberges bei Themar a. d. Werra, Meiningen 1906
14	Vogelsberg	ca + 2300	Basalt	Nippoldt u. Schering, Erdmagnetische Landesaufnahme von Hessen. Darmstadt 1923
15	Lausitz	ca + 1900	Basalt	O. Gollnitz, Die magnetische Vermessung des sächsischen Staatsgebietes. Beiheft 2. Jahrb. f. d. Berg- u. Hüttenw. in Sachsen 1919
16	Habichtswald	ca + 1200	Basalt	R. Krahmann, ZS. f. prakt. Geologie, Heft 11. 1926
17	Torneo } in Nord- Kemitrask } finnland	bis ca + 3000 bis ca + 2000	Basische Eruptiva	Keranen, A magnetic survey of North Finnland. Erdmagn. Untersuch. Nr. 11, Met. Zentralanst. d. finn. Staates, Helsinki 1924
18	Südschweden	ca + 1000 bis + 1500	Basische Eruptiva	G. Ljungdahl, Jordmagnetiska Undersökningar i södra Sverige 1917—1922. Stockholm 1924
19	Bornholm	reichlich + 2000	Granit bzw. Diabasgänge	A. Paulsen, Régime magnétique de l'île de Bornholm. Bull. de l'Acad. Roy. de Science et de Lettres de Danemark, Kopenhagen 1896

III. Messungen über magnetarmen Eruptivgesteinen

Nr.	Gebiet	$\Delta Z_{max} - \Delta Z_{min}$ (in γ)	Ursache	Quelle
20	Zobten	ca. 300	Granit	H. G. WOLFF, a. a. O., S. 389.
21	Lausitz	ca. 300	Granit	O. GÖLLNITZ, a. a. O., S. 389.
22	Vogtland	ca. 110	Granit	O. GÖLLNITZ, a. a. O., S. 389.
23	Meißen	ca. 150	Syenit und Granit	O. GÖLLNITZ, a. a. O., S. 389.
24	Harz, Odenwald und Spessart	ca. 100–300	Saure Eruptiva	NIPPOLDT, Magnetische Aufnahme des Südostharzes mittels der Schmidtschen Feldwaage. Veröff. d. Preuß. Met. Inst. Nr. 305, 1920, S. 90–100
25	Nördlich von Budapest	ca. 400	Andesit	WAGNER, Erdmagnetische Messungen zwecks Aufsuchung isolierter schwach magnetischer Erzlager. ZS. f. angew. Geoph. März 1924

IV. Messungen in sedimentaren Gebieten

Nr	Gebiet	Maximale Störung (in γ)	Ursache	Quelle
26	Oberschlesien	bis ca 80		H Reich, Magn Messungen in Oberschlesien, Jahrb. d Pr. Geol. Landesanst., Bd. 44, Berlin 1924
27	Aachener Gebiet	bis ca 100		H. Reich, Magn Messungen im Aachener und Erkelenzer Steinkohlengebiet, Jahrb. d. Pr Geol Landesanst, Bd 47, 1926
28	Englisches Braunkohlenrevier	bis 75		A. H Cox, A Report on Magnetic Disturbances in Northamptonshire usw. App Phil Trans. Roy. Soc. Ser. A. vol 219, July 1919, London, S 73ff.
29	Über Salzhorste des norddeutschen Flachlandes	bis ca — 100	Salzstöcke ?	Nach Messungen von Schuh, Heiland, Moll, Kohl, Krahmann, Haalck und Brinkmeier u a
30	Schleswig-Holstein	bis ca + 250	Untergrund Kristallin	Nach Messungen von Errulat, Nippoldt, Kohl, Reich u. a
31	Mecklenburg, Priegnitz	bis ca + 250	Untergrund Kristallin	Nach Messungen von Errulat, Nippoldt, Kohl, Reich u. a
32	Pommern, Westpreußen	bis mehr als + 700	Untergrund Kristallin	Nach Messungen von Errulat, Nippoldt, Kohl, Reich u. a
33	Ostpreußen	bis über + 1000	Untergrund Kristallin	Nach Messungen von Errulat, Nippoldt, Kohl, Reich u. a

Salzhorste, auch wenn sie bis zur Erdoberflache reichen, im Maximum hochstens eine Storung von — 20 bis — 30 γ verursachen. Zu der Erkenntnis, daß magnetische Messungen kein genugend sicheres Hilfsmittel bildeten, um damit Salzlagerstatten aufzusuchen bzw. in ihrer Erstreckung festzustellen, kam man sehr bald. H. Reich[1]) kam dann auf Grund einer allgemeinen Zusammenstellung und Diskussion der Ergebnisse magnetischer Messungen besonders derjenigen im norddeutschen Flachlande zu dem Ergebnis, daß die Tektonik der Salzhorste[2]) zweifellos in Beziehung zu den gemessenen magnetischen Anomalien steht, daß aber die direkte Wirkung der Salzstocke wegen ihrer Geringfugigkeit mehr oder weniger verwischt wird Nach diesem Ergebnis, welches vollkommen der allgemeinen Ansicht entspricht, hat die Frage der magnetischen Wirkung der Salzlagerstatten fur die praktische Geophysik an Interesse verloren.

Reich geht dann noch einen Schritt weiter, indem er die regionalen Anomalien des norddeutschen Flachlandes, besonders diejenigen in den baltischen Gebieten ausschließlich auf die Wirkung des kristallinen Untergrundes zuruckfuhrt. Anfanglich wurden die ziemlich kraftigen Anomalien in Ostpreußen von Nippoldt[3]) und von Errulat[4]) nach ihren Messungen auf die Wirkung der oberflach-

---

Weitere Messungen uber Salzhorste: F. Schuh, Zur Frage der Ursachen lokaler magnetischer Anomalien in Mecklenburg, Mitt d. Meckl Geolog Landesanst Rostock 1926; Ders , Magnet Messungen im nordwestlichen Mecklenburg. Ebenda 34, 1923; H. Moll, Erdmagnetische Vermessung der Gegend von Rostock und Warnemunde. ZS Steinbruch u. Sandgrube, Heft 20/21, 1922 und Heft 1/2, 1923; H Haalck u. G. Brinkmeier, Erdmagn Unters. am Salzhorst von Wefensleben, Kali 17, 1923, Heft 16; C. Heiland, Das Erdgasvorkommen in Neuengamme im Lichte geophys. Forschung. Diss. Geolog. Archiv III, Heft 5/6, 1924; E. Kohl, Beitrage zur erdmagn. Erforschung Norddeutschlands, I und II. Jahrb. d preuß geol Landesanst., 1927 und 1928; Ders., Über erdmagn Untersuchungen an Salzlagerstatten. Ebenda 1928, Heft 3; H Hunkel, Metall u. Erz, 2. Novemberheft, 1928 (Bemerkungen dazu); H. Reich, Jahrb. d. preuß. geol. Landesanst., Heft 3, 1928 (Bemerkungen dazu).

1) H. Reich, a. a. O. siehe S 377

2) Die hauptsachlichste Ursache der Beziehungen kraftiger magnetischer Anomalien zur Salztektonik sieht Reich in dem Zusammenfallen bedeutender Strukturlinien, die den tiefsten Untergrund betreffen, mit Salzhorsten und Solevorkommen.

3) Nippoldt, Geol. Archiv 3, 132, 1924.

4) Fr. Errulat, Über den Stand der Erforschung der erdmagnetischen Storungen in Ostpreußen. Schriften d. phys. okon. Ges. Konigsberg, Bd. 64, Heft 2, 1925. Daselbst weitere Literaturangaben.

lichen Geschiebe zurückgeführt, während A. SCHMIDT[1]) den Sitz der Ursachen in größeren Tiefen vermutete. Theoretisch-physikalische Überlegungen an Hand der festgestellten Verteilung der störenden Kräfte (vgl. z. B Beispiel S 382) führen unbedingt zu der letzteren Ansicht. Die Gründe, welche REICH dafür anführt, sind daher auch so überzeugend, daß sie durchaus als richtig angesehen werden müssen; ernsthaften Widerspruch findet sie daher auch nicht. Weniger gesichert ist dagegen das Ergebnis, zu welchem REICH[2]) bei seinem Versuch kommt, aus der Intensität der magnetischen Störungen auf die Beschaffenheit der störenden Gesteinsmassen zu schließen. Nach der Anschauung von REICH werden die großen magnetischen Anomalien weniger durch die wechselnde Höhenlage („lokale Aufragungen") des kristallinen Untergrundes, die wohl eine gewisse Rolle spielen kann, verursacht als durch Materialverschiedenheiten des kristallinen Untergrundes, wobei er an Züge basischer Gesteine und sonstiger magnetitreicher Gesteine bis herauf zu eigentlichen Magnetitlagerstätten denkt, die zwischen magnetitärmeren Gesteinen eingelagert sind Geologische Analogieschlüsse zu den großen kristallinen Massiven von Fennoskandia und den anschließenden russischen Gebieten, an deren bekannten magnetischen Störungen sich die ostpreußischen zwanglos anschließen, können zwar dafür angeführt werden, nicht aber theoretisch-physikalische Gründe: Der Verlauf der störenden Kräfte auf der Erdoberfläche erlaubt keine Schlüsse auf die eine oder die andere Deutungsmöglichkeit, da eine größere weniger magnetitreiche Masse dieselben magnetischen Störungen an der Erdoberfläche hervorrufen kann wie ein entsprechend kleineres Magneteisenerzlager (vgl. S 334, ebenfalls Beispiel S. 382) Da die Möglichkeit — und sogar eine gewisse Wahrscheinlichkeit — besteht, daß in einzelnen Gebieten das kristalline Grundgebirge bis zu einer Tiefe von weniger als 1000 m emporkommt, so wird eine geophysikalische Durchforschung Ostpreußens z. Z. eifrig betrieben, zunächst mit Hilfe der magnetischen Methode, dann zur Ergänzung bzw zur schärferen Erfassung der Grenz-

---

[1]) AD. SCHMIDT, Veröff d. Preuß Met. Inst. Nr. 318, Abh. Bd. VII, Nr. 4, S. 3.

Weitere wichtige Literatur: A. NIPPOLDT, Verteilung der örtlichen magnetischen Störungen in Europa. ZS. f. Geophysik III, 1927, Heft 6; H. REICH, Die magnetischen Anomalien Norddeutschlands und ihre wahrscheinlichen geologischen Ursachen. ZS. d. Deutsch. Geolog. Ges., Bd. 79, 1927, Nr. 11/12.

[2]) H. REICH, Einige Bemerkungen zur Frage der Ursachen der magnetischen Störungen in Ostpreußen. Schrift. d. Phys. Ökon. Ges. Königsberg 1928, Heft 3/4.

flachen zwischen den Schichten im Untergrund mit Hilfe der gravimetrischen und seismischen Methode .

Eine geophysikalisch sehr wichtige Frage ist die bereits anfangs (vgl. S. 308) theoretisch behandelte Frage, wie sich geologische Ursachen und erdmagnetische Storung quantitativ zueinander verhalten, bzw. welches die Ursachen der Magnetisierung der Massen sind. Die sehr zahlreich ausgefuhrten Vermessungen von Storungsgebieten, in welchen die geologischen Ursachen bekannt sind — noch mehr aber die Falle, in welchen exakte Berechnungen vorliegen —, lassen den Satz, daß die *Magnetisierung der geologischen Formationen der Induktion durch das Erdfeld entspricht*, als *allgemein gultig* erscheinen Um so mehr interessieren die Falle, welche scheinbar Ausnahmen von dieser Gesetzmaßigkeit bilden. Ältere Feststellungen, daß Gesteinskomplexe anders remanent magnetisiert erschienen als der Induktion durch das Erdfeld entsprach, kann man kein besonderes Gewicht beimessen, da fur die Entscheidung einer solchen Frage weder die Vermessung — es handelte sich meistens nur um Messungen der Deklination oder der Horizontalintensität — hinreichend vollstandig erscheint noch die Kenntnis der Lagerungsverhaltnisse im Untergrund genau genug war. Die Tatsache, daß die Richtung der Magnetisierung fast durchweg der Induktion durch das Erdfeld entsprach, wurde bereits von alteren Autoren erkannt. Systematisch untersucht wurde diese Frage bereits im vorigen Jahrhundert von O. Meyer (Riesengebirge, Zobten), Melloni (am Vesuv), Locke (fur nordamerikanische Berge), Reich (im Erzgebirge), Rucker (in Großbritannien), Folgheraiter bei den vulkanischen Gesteinen (basaltischer Lava) der römischen Campagna u. a [1]) Uber die Intensitat der Magnetisierung konnte man, da hinreichend genaue mathematische Formeln, um die quantitativen Beziehungen festzustellen, noch nicht vorhanden waren, nur Vermutungen anstellen, und zwar hielt man die Intensitat der Magnetisierung fur bedeutend starker als daß sie durch normale Induktion des Erdfeldes entstanden sein konnte. Folgheraiter[2]) (ebenfalls Pockels)[3]) vertraten daher die Ansicht — welche bis jetzt wohl ziemlich allgemein verbreitet ist —, daß besondere Umstände die Induktionswirkung des Erdfeldes bedeutend verstärkt hatten. Solche Umstande vermuteten sie einerseits

[1]) Naheres siehe S. Gunther, Handbuch der Geophysik S. 587, Stuttgart 1897.

[2]) Folgheraiter, Atti della R. Academia dei Lincei, 1894—1899.

[3]) F. Pockels, Über den Gesteinsmagnetismus und seine Ursache. Neues Jahrb. f. Min. usw. 1897, 1.

in einer starkeren Magnetisierbarkeit der Eruptivgesteine wahrend des Erkaltens, andererseits in der langen Zeitdauer der magnetisierenden erdmagnetischen Kraft.

Die neueren exakteren magnetischen Vermessungen lassen Ausnahmefalle, in welchen Gesteinskomplexe anders remanent magnetisiert sind als der Induktion durch das gegenwartige Erdfeld entspricht, als außerst selten erscheinen, ganz einwandfrei bewiesene Ausnahmen sind Verf. noch nicht bekannt geworden, wenngleich auch einzelne solcher Ausnahmen vorhanden zu sein scheinen KONIGSBERGER vermutet solche Falle im Gebiet des Kaiserstuhls in Deutschland nach den Messungen von G MEYER[1]) und nach den Messungen von T M. BRODERICK[2]) am Gabbro von Duluth. Soweit bis jetzt zu ubersehen ist, kommen abweichende Magnetisierungen nur unter folgenden Verhältnissen vor

1. Wenn es sich um Magnetit- bzw. stark magnetithaltige Lagerstatten handelt,
2. wenn diese sehr nahe bzw unmittelbar an der Oberflache liegen
3. wenn es sich um stark zerrissene Lagerungsverhaltnisse handelt

Man muß aber in solchen Fallen, in welchen ein abweichender remanenter Magnetismus vorhanden zu sein scheint, mit den Schlußfolgerungen außerst vorsichtig sein, da auch, wenn die negativen Storungen die positiven erheblich ubertreffen, doch eine normale Magnetisierung vorhanden sein kann Fur besondere Formen der Storungsmasse kann fur unsere Breiten auch bei ebenem Gelande schon der negative angenahert dem positiven Storungsbetrag gleichkommen: bei Gelandeunebenheiten ist es jedoch sehr leicht moglich (vgl S 358), daß der erstere weit uberwiegt und den Anschein erweckt, als ob die Magnetisierung der Lagerstatte eine andere als die durch das Erdfeld induzierte sei Ferner konnen bei sehr zerrissenen Lagerungsverhaltnissen kleinere oberflachennahe Teile von besonderen Formen in dem starken Feld darunter oder daneben liegender Teile sich befinden, daß sie dadurch eine andere Richtung der Magnetisierung erhalten. Zusammengefaßt kann wohl gesagt werden, daß die oben aufgestellte Gesetzmaßigkeit allgemein zutrifft, daß aber in ganz besonderen lokalen Einzelfallen Ausnahmen moglich sein konnen.

---

[1]) G. MEYER, a. a. O. siehe S. 389.

[2]) T. M BRODERICK, Economic geology 13, 1. 1918.

Weitere Literatur:

(Es werden — außer den im Text angegebenen Arbeiten — nur die wichtigeren neueren Arbeiten angegeben, die Zahl derartiger magnetischer Messungen ist bedeutend größer.)

Beondere Behandlung der magnetischen Aufschlußmethode nebst Literaturangaben in

1. J. BARTELS, Lehrbuch der Geophysik von B. GUTENBERG, Berlin 1926, [17 Seiten].
2. R. AMBRONN, angewandte Geophysik, Leipzig 1926, [20 Seiten].
3. H. REICH, a. a. O. S. 376 [41 Seiten, von geologischem Standpunkt].
4. H. HAALCK, a. a. O. S. 322 [150 Seiten, von geophysikalischem Standpunkt].

Ferner ausführliche Literaturangaben in:

5. F. SCHUH, a. a. O. S. 387.
6. J. KÖNIGSBERGER, Die Verwendung geophysikalischer Verfahren in der praktischen Geologie. ZS. f. prakt. Geologie Heft 3, 1922.
7. C. TH. MOURAUX, C. R. 122, 1478. 1896 (Messungen im Bassin de Paris).

Ausführliche Angaben der älteren Literatur in:

8. M. ZEISSBERG, Magnetische Beobachtungen im Zobtengebiet. Diss. Breslau 1899.
9. S. GÜNTHER, a. a. O. S. 394.
10. F. ZIRKEL, Lehrbuch der Petrographie, Bd. I, Bonn 1866.

11. A. NIPPOLDT, Die neuen magnetischen Karten des Deutschen Reiches als Grundlage f. geolog. Forschungen. Naturwissensch. 3, 349—352. 1915.
12. — Magnet. Störungsgebiete in der Ostsee. Ann. d. Hydrogr. 49, 137ff. 1921.
13. — Magnet. Aufnahmen der Ostsee und Ostseeländer. Naturwissensch. 12, 351ff. 1924.
14. KÖNIGSBERGER und GALLUS, Magnetische Ermittlung von Eisenerzlagern. Stahl und Eisen 40, 1920.
15. KÖNIGSBERGER, Fortschritte d. magn. u. gravimetr. Aufschlußverfahren. Glückauf S. 992/94, 1923.
16. P. KRUSCH, Untersuchung u. Bewertung von Erzlagerstätten. Stuttgart 1921, S. 96 [magn. Beobacht. von W. PETERSSON an der Kallfallsgrufvan in Schweden].
17. W. HAMMER, Phys. ZS. 13, 1912; 14, 1913 (im mittleren Württemberg).
18. M. BRANCO, Zusammenhang der Isoklinen im vulkanischen Ries mit seinem geolog. Aufbau. Abhandlgn. d. Berl. Akad. 1903.
19. EÖTVÖS, Verh. d. allgem. Konf. d. internat. Erdmessung 16, 1909, Anl. A. 19, 1910, S. 319—350 (Serpentingänge am Rande d. ungar. Tiefebene).
20. BRODMARKEL, Ann. d. Hydrogr. u. maritim. Meteor. 50, 285, Berlin 1922 [bei Karlo im Bottnischen Meerbusen].

21. W. BRUCKMANN, Veroffentl d. Pr Meteorol Inst Nr 258. Abh 4 Nr 9, Berlin 1913 (in der Schweiz)
22. G J. LJUNGDAHL, Kgl. Sjókarteverket, Jordinagn. Publ Nr 2. 1922; Nr. 3, 1924 u Nr. 4, Stockholm 1925 (sudliche schwedischen Kustengebiete und am Vaner See)
23. L. PALAZZO, Atti della R accad. dei Lincei, math nat., Roma 32, 5. S 208 14, 1923 und 33, 5, S 452ff, 1925 (Italien)
24 A. RICCO, Catania, Bull Accad Givenia 80. 1904 (Italien)
25. F. W. PFAFF, Gerlands Beitr. zur Geophysik 13, 182—204. 1914.
26. — Beziehungen zwischen geolog u erdmagn. Verhaltnissen ZS f prakt Geolog 33, Marz 1925
27. W. DEEKE, Erdmagnetismus u Schwere usw Neues Jahrb f Min usw Beil, Bd 22, 1906
28 v. CARLHEIM-GYLLENSKIOLD, Mémoire sur le magnétisme terrestre dans la Suède Méridionale K Svenska Vetenskaps Ak, Handlingar Bd 27. Nr 7, Stockholm 1895
29 K HAUSSMANN, Abh d Akad d Wiss zu Berlin, Math-phys Kl, Anhang, 1904
30 — Die magn Landesaufnahme vom Deutschen Reich u magn Übersichtskarte von Deutschland fur 1912 Petermanns geogr. Mitt Jahrb 59. Gotha 1913
31. — Mitt aus dem Markscheidewesen, Freiberg i Sa. Heft 7. 1905 (Gebiet von Aachen)
32 G F BECKER, Relation between magnetic disturbances and the genesis of Petroleum Bull United States, Geolog Survey 401, Washington 1909
33 A M FIELD, Proc Roy Soc London, Ser A, Math-Phys Sci 76 181 bis 184. 1905 (Messungen auf den Hebriden)
34. A HARKER, Proc Roy Soc London, Ser A, Math-Phys Sci 10. 5, 268—278 1900 (Messungen auf den Hebriden)
35 K C. LAYLANDER, Magnet Surveying as an Aid in Exploring Placer. Ground; Engineering and Mining Journal-Press, Febr 20, 1926
36. N H. Heck, Terr Magn 27, 169—171 1922, Washingt (Messungen in Alaska)
37. D L. HAZARD, U S Coast and Geodetic Survey. Terr. Magn 126. Washington 1920
38 A. GIBSON, Engineering and Mining Journal-Preß 114, 1064ff 1922
39. C. FARR, A magnetic Survey of New Zealand, Wellington 1916
40. H. Cox und A STRAHAN, Nature 101, Nr 2535, 31 mai 1918, Geolog. Soc. London, 1. mai 1918, Trans Roy Soc, Ser. A. 219, 73 1919 (Magn. Ermittl. von Verwerfungen, Feststellung jurassischer Eisenerze).
41. ST KALNIOWSKY, Terr. Magn 28, 141 1923 (Messungen in Polen)
42 W. WALKER, The magnetic Resurvey of the British Isles for the Epoch January f. 1915, Phil Trans Roy Soc. A Vol 219, July 1919, London.
43. H. R. ALDRICH, Magnetic Surveying of the Copper-bearing Rock of Wiscousin, Economie Geology, vol. 18, Nr. 6, 1923, S. 562—574.
44. C. TH. MOUREAUX, L'Anomalie magnétique du bassin de Paris. C. R. Bd 137, 1903.
45. L. EBLÉ, Mesures magnétiques dans le bassin de Paris. C. R. 175, 13, 494. 1922 und 178, 1201/2. 1924; 180, 14ff. 1925.

46. R. DONGUIER, Mesures magnétiques dans le sudest de la France. C. R **175**, 26, 1430. 1922; **177**, 1133/5 1923
47. C. E. BRACIER, Mesures magnétiques en Normandie. C. R. **176**, 14, 958. 1923.
48. E. TABESSE, C. R. **180**, 382 1925 (Normandie)
49. CH. MAURAIN, C. R. **176**, 847. 1923 und **178**, 508. 1924 (Bretagne).
50. CH. NORDMANN, C. R. **146**, 1357. 1908 (ostl. Mittelmeer).
51. R. P. COLIN, C R. **134**, 1902 (Madagaskar).
52. C A. ALENIUS, Fennia, Bull. de la Soc de géogr. de Finlande, Helsingfors, 22, Nr. 6, 1904/05 (bei Helsingfors).
53. C. HEILAND u H. COURTIER, Am Inst of Min. and Metallurg Eng. August 1928.
54 STEINER, Erdmagnetische Messungen in der Umgebung des Balatonsees. Ber. d. wiss. Erf d. Bal.-Sees, Bd. I, Budapest 1902
55 F. W. PFAFF, Beziehungen zum geolog. Aufbau und erdmagnetische Messungen im rechtsrheinischen Bayern. Geogn. Jahresber. 26, 1913.
56. K. HAUSSMANN, Magn. Messungen im Steinheimer Becken Gerl. Beitr z. Geoph. Bd. XVII, 1927, Heft 3.
57. H REICH, Magn Messungen im Harz Sitz -Ber. Preuß. Geolog. Landesanst. Berlin 4, 25—28 1929
58. MONOTORI MATUYAMA, On the Direction of Magnetisation of Basalt in Japan, Tyôsen and Manchuria. Proc. Imp Acad Tokyo **5**, 203—205 1929. Nr 5
59. I. BACHURIN, Uber magnetometrische Arbeiten des Instituts fur angewandte Geophysik im Iletz-Salzgebiet Nachr. d Inst. f angew Geoph **3**, 259—282, 1927, Petrograd (russisch).
60. N. ROSÉ, Eine magnetische Rekognoszierung im Tulaer Eisenerzgebiet im Jahre 1925 Nachr Inst. f angew Geoph **3**, 137—147. 1927 (russisch)
61. W. PAOLINOV, Ein absoluter Apparat zur Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität von Gesteinsproben Nachr Inst. f. angew. Geoph. **3**, 393—399. 1927 (russisch).

Die elektrischen Methoden der angewandten Geophysik

Von

J. N. Hummel, Göttingen und W. Heine, München

Theorie der elektrischen Methoden.

Von J N. Hummel, Gottingen.

Erstes Kapitel.

Allgemeine Grundlagen.

§ 1. Physikalische Grundlagen.

Fur die theoretische Behandlung der geoelektrischen Aufschließungsmethoden liefert in der Hauptsache die Faraday-Maxwellsche Theorie die Grundlagen. Diese unterscheidet voneinander das elektrostatische Feld, das magnetostatische Feld, das stationare elektromagnetische Feld, die quasistationaren Vorgange sowie die elektrodynamischen Vorgange, denen die elektromagnetischen Wellen angehoren Diese Gliederung ist auch fur die zahlreichen in die Praxis eingefuhrten Untersuchungsmethoden charakteristisch und moge daher als Richtlinie fur deren Behandlung dienen.

Die Maxwellschen Gleichungen, die alle hierher gehorenden Beziehungen in sich begreifen, konnen fur stetig ausgedehnte ruhende Korper geschrieben werden[1])

$$\dot{\mathfrak{D}} = c \operatorname{rot} \mathfrak{H} - 4\pi \mathfrak{J}, \quad \dot{\mathfrak{B}} = -c \operatorname{rot} \mathfrak{E},$$

wobei $\mathfrak{E}$ die elektrische Feldstarke, $\mathfrak{H}$ die magnetische Feldstarke und c eine Konstante (Lichtgeschwindigkeit) bedeuten. Die Vektoren $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{J}$ und $\mathfrak{B}$ enthalten zwischen den beiden Feldstarken und drei Materialkonstanten Beziehungen, die für isotrope und homogene Korper das einfache Aussehen

$$\mathfrak{D} = \varepsilon \mathfrak{E}, \quad \mathfrak{J} = \sigma \mathfrak{E}, \quad \mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}$$

besitzen. Sie lassen erkennen, daß man durch Messung der Feldgrößen lediglich uber drei physikalische Eigenschaften der Substanzen Aufschluß gewinnen kann. Es sind dies die elektrische Leitfahigkeit σ,

[1]) Allen Gleichungen dieser Arbeit ist das Gaußsche Maßsystem zugrunde gelegt. Der Punkt über den Symbolen bedeutet wie ublich die Differentiation nach der Zeit t, also z. B. $\dot{\mathfrak{D}} = \frac{d\mathfrak{D}}{dt}$.

die Dielektrizitätskonstante ε und die magnetische Permeabilität μ. In der Praxis zielen die Methoden meist auf die Bestimmung von σ hin, das in den weitesten Grenzen schwankt. Indessen gehen auch ε und μ in einem Teil der Rechnungen ein und dürfen nicht immer vernachlässigt werden.

Die Grundgleichungen eignen sich in der gewählten Form auch zur Anwendung auf nichthomogene und nichtisotrope Medien, wobei dann nur die Ausdrücke für die drei Vektoren $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{J}$ und $\mathfrak{B}$ allgemeineren Charakter erhalten. Mit Rücksicht auf die bevorzugte Stellung der Leitfähigkeit ist in der Geoelektrik insbesondere der Fall einer Nichthomogenität oder Nichtisotropie derselben von Interesse, der zu einer Abänderung der Beziehung $\mathfrak{J} = \sigma\,\mathfrak{E}$ führt. Statt der einfachen Proportionalität der Vektoren $\mathfrak{J}$ und $\mathfrak{E}$ ist dann eine allgemeinere Beziehung zwischen den beiderseitigen Komponenten anzunehmen. Beispielsweise besitzt im nichtisotropen Medium das Tensortripel

$$
\begin{aligned}
\mathfrak{J}_x &= \sigma_{11}\,\mathfrak{E}_x + \sigma_{12}\,\mathfrak{E}_y + \sigma_{13}\,\mathfrak{E}_z,\\
\mathfrak{J}_y &= \sigma_{21}\,\mathfrak{E}_x + \sigma_{22}\,\mathfrak{E}_y + \sigma_{23}\,\mathfrak{E}_z,\\
\mathfrak{J}_z &= \sigma_{31}\,\mathfrak{E}_x + \sigma_{32}\,\mathfrak{E}_y + \sigma_{33}\,\mathfrak{E}_z
\end{aligned}
$$

Gültigkeit. Hierin sind die Faktoren σ_{hk} aus den Hauptleitfähigkeiten σ_{I}, σ_{II}, σ_{III} mittels der allgemeinen Transformationsformeln für Tensorkomponenten zu erhalten[1]). Man erkennt, daß elektrische Feldstärke und Strömung nicht mehr die gleiche Richtung besitzen, Strömungsfeld und Kraftfeld decken sich nicht mehr.

Die Untersuchungen werden an den obersten Schichten der Erdrinde angesetzt, die physikalisch betrachtet ein nahezu kontinuierlich zusammenhängendes nichthomogenes nichtisotropes Medium darstellen, das den durch die Erdoberfläche begrenzten Halbraum erfüllt. Das Material des Untergrundes sind im wesentlichen die Gesteine, d. s. Gemenge fester kristalliner oder amorpher Minerale, zu denen auch die meisten nutzbaren Gesteine (Erze, Kohlen usw.) rechnen. Mitbeteiligt an der Zusammensetzung des Untergrundes sind daneben amorph-flüssige und gasförmige Substanzen, wie Wasser, Minerallösungen und -schmelzen, flüssige und gasförmige Kohlenwasserstoffe usw.

Da die zu erforschenden Teile des Untersuchungsgebietes meist in weitem Umfange unzugänglich sind, erfordern die geoelektrischen Methoden das Vorhandensein ausgedehnter Raumfelder geringer Stabilität, in denen sich lokale Beeinflussungen durch das Material auf größere Entfernungen hin bemerkbar machen. Hauptsächlich dieser Bedingung

---

[1]) Max Müller, Gerlands Beitr. 21, 265f. 1929, Nr. 2/3.

zufolge weicht die Theorie der Geoelektrik, die ihrer Natur nach einen Zweig der Elektrotechnik bildet, trotz des gemeinsamen Ansatzes in wesentlichen Punkten von dem bisherigen Ausbau jener Wissenschaft ab. Während nämlich die Elektrotechnik im Bereiche der stationären und quasistationären Felder bislang vorwiegend den Transport von Elektrizität durch Drähte oder doch zum mindesten durch langgestreckte seitlich begrenzte Medien in einer stark bevorzugten Richtung behandelt hat, wobei die Strombahnen vorgeschrieben sind, hat man es bei den geoelektrischen Methoden mit der allseitigen Ausbreitung des Stromes im dreidimensionalen Medium zu tun[1]. Da der Leiter ein Kontinuum ist, sind die Strombahnen von vornherein nicht mehr bekannt, und damit bleibt auch die Anordnung und Größe der zu überwindenden Widerstände zunächst noch offen. Mathematisch kommt dieser Unterschied darin zum Ausdruck, daß die Vorgänge in linearen Stromkreisen durch gewöhnliche, die Erdströmung aber durch partielle Differentialgleichungen beschrieben wird. Im Bereiche der elektrodynamischen Felder, deren Reichweite nach der Tiefe zu wegen der Leitfähigkeit des Untergrundes eng begrenzt ist, interessieren uns im Gegensatze zu der gut durchgebildeten drahtlosen Nachrichtentechnik vorzugsweise die Erscheinungen in der Nah- und Zwischenzone eines schwingenden Systems. Wir sind also vor wesentlich neue Probleme gestellt, und die Theorie der geoelektrischen Methoden gewinnt über ihren unmittelbaren praktischen Zweck hinaus grundsätzliche Bedeutung, indem sie einen wichtigen Baustein zu einem vollständigen System der Elektrotechnik liefert, der über kurz oder lang auch anderen Gebieten zugute kommen muß.

Die Messungen werden notgedrungen fast nur an der Begrenzungsfläche des Untersuchungsobjektes, also an der Erdoberfläche vorgenommen. Aufschlußreiche Folgerungen aus den hier erhaltenen Meßergebnissen sind mit Rücksicht auf deren Vieldeutigkeit natürlich nur dann möglich, wenn die elektrische Beschaffenheit des Untergrundes sich durch besondere Einfachheit auszeichnet, die zu klar ausgeprägten Anomalien in den Meßresultaten führt, und wenn zudem eine gewisse Kenntnis der Geologie bereits vorliegt, durch die die Zahl der möglichen Lösungen eingeschränkt wird. Es ist klar, daß diese Voraussetzungen das Anwendungsgebiet der elektrischen Aufschließungsmethoden zu einem relativ begrenzten machen. Deren Ziel besteht denn auch vorwiegend darin, die auf den geologischen Untersuchungsergebnissen beruhenden Möglich-

[1] Erst in jüngster Zeit mit dem Ausbau der Hochspannungs-Freileitungen befaßt man sich auch in der Elektrotechnik eingehender mit den räumlich verteilten Erdströmen. Vgl. F. OLLENDORFF, Erdströme. Berlin 1928.

keiten, Wahrscheinlichkeiten, Vermutungen zu bestätigen, zu berichtigen oder zu ergänzen.

Die Aufgaben der Geoelektrik, die sich unter dem Zwange dieser Einschränkungen in der Praxis herausgeschält haben, können nach physikalischen Gesichtspunkten schematisiert und in drei Gruppen gegliedert werden. Sie bestehen erstens in der Auffindung und Lokalisierung kompakter Einlagerungen abweichender elektrischer Eigenschaften, die im sonst homogenen Halbraume eingebettet sind, zweitens in der Ermittlung der Schieferungsrichtung des nichtisotropen Halbraumes sowie drittens in der Beschreibung des zur Begrenzungsebene planparallel geschichteten Halbraumes. Weitere Aufgaben ergeben sich aus der Kombination oder Spezialisierung dieser typischen drei Fälle. Beispielsweise können Schichtaufwölbungen wie die Salzdome, die sich durch ihre Leitfähigkeit von dem darüber befindlichen Material unterscheiden, Gegenstand der Untersuchung sein. Ein anderer häufiger Fall ist der, daß ein sehr gut leitender Störungskörper zutage tritt oder an einen Stollen grenzt; dann sind Begrenzung und weiterer Verlauf desselben zu ermitteln

Bei der Auswertung der Meßergebnisse in der Praxis handelt es sich darum, Schlüsse auf den unbekannten Untergrund zu ziehen, doch geht die Theorie anfangs besser den umgekehrten Weg. Die entgegengesetzte Behandlung der Aufgabe, bei der von vorgegebenen Untergrundsverhältnissen ausgegangen wird, ist nämlich in Sonderfällen bequem durchführbar und führt schon zu einer Klärung aller wichtigen Fragen. Sie gibt Auskunft über die speziellen Vorzüge und Nachteile der einzelnen Aufschließungsmethoden, über deren Anwendungsmöglichkeiten und Tiefenwirkung, über die geeignetste Art der Felderzeugung; sie erleichtert darüber hinaus alle Mutmaßungen, auf die die Praxis bei der Deutung der Meßergebnisse angewiesen ist.

§ 2. Technische Grundlagen[1]).

Die meisten elektrischen und elektromagnetischen Felder, deren Beschaffenheit über den Untergrund Auskunft geben soll, bestehen in der Natur von vornherein nicht, sie müssen vielmehr erst künstlich erzeugt werden. Zu einer vollständigen Apparatur gehört dann außer der Meßeinrichtung auch eine Sendeeinrichtung, die der Erzeugung eines ausgedehnten Raumfeldes dient. Diese beiden Geräte setzen sich wieder aus je zwei Teilen zusammen, die wesentlich verschiedene Aufgaben erfüllen. Der eine dient der Überleitung der Energie von der Apparatur zur Erde, indem er die Station dem Untergrunde elektrisch bzw. elektro-

[1]) Vgl. hierzu die Ausführungen von W. Heine auf S. 463—515.

magnetisch einordnet. Sendeseitig sind dies die Felderreger (Elektroden, Primarkreise, Schwingkreise, Senderahmen und Sendeantennen), empfangsseitig die Aufnahmegeräte (Sonden, Induktionsrahmen, elektrische und magnetische Empfangsantennen) In dem anderen Teile findet die Umformung der in die Erde gesandten Leistung in andere Leistungsformen statt. In diesem Teile, der selbst keine Energie nach außen gelangen lassen soll, um das von den Felderregern erzeugte Feld nicht in unkontrollierbarer Weise zu beeinflussen, hat man es mit konzentrierten Feldern zu tun. Die Trager dieser konzentrierten Felder sind auf seiten des Senders die Erzeuger der elektrischen Energie (Batterien, rotierende Generatoren usw.) erforderlichenfalls in Verbindung mit Umformern, Transformatoren, Leitungsfuhrungen, Kommutatoren, Induktoren, Senderohren usw. und auf seiten des Empfangers als Ausgang die Meßinstrumente mit dazwischen geschalteten Gleichrichtern, Relais, Kompensationsapparaten, Transformatoren, Umformern usw.

Die Art der zur Felderzeugung und Messung verwandten Apparatur ist fur eine Gliederung der geoelektrischen Methoden nach technischen Gesichtspunkten maßgebend. Da mittels gleichartiger Erreger oder gleichartiger Generatoren Felder verschiedener physikalischer Natur erzeugt werden konnen — z. B. kann mittels Elektroden sowohl ein stationares als auch ein quasistationares Feld erzeugt werden —, deckt sich die technische Einteilung nicht mit der physikalischen, die wir zur Grundlage unserer Ausfuhrungen machen wollen

Gemeinsam ist fast allen Methoden, daß jede Untersuchung sich aus einer großeren Anzahl Einzelmessungen zusammensetzt, die sich uber ein ausgedehntes Gebiet erstrecken, und deren ortliche Anordnung im Gelande wichtig ist. Deshalb ist die topographische Aufnahme und Kartierung der Meßpunkte und -großen erforderlich

Fur Untersuchungen, bei denen der Maßstab nicht ins Gewicht fallt, empfiehlt es sich, die Arbeiten im Gelande durch parallelgehende Modellmessungen im Laboratorium an einem Versuchstrog zu unterstutzen. Bei der ungenugenden theoretischen Klarung aller Erscheinungen kann man so experimentell die Untersuchungen vorbereiten und die Deutung der Meßergebnisse erleichtern.

§ 3. Geologische Grundlagen[1]).

Um uberhaupt geoelektrische Untersuchungen mit Erfolg ansetzen zu konnen, sind wie erwahnt zwei Eigenarten des Untergrundes aus physikalischen Gründen unumgangliche Voraussetzung: Das Vorhandensein ausreichender Leitfahigkeitsunterschiede und das Vorliegen

---

[1]) Vgl. hierzu den Beitrag von H. REICH in diesem Teilband auf S. 1—46.

einfacher elektrischer Verhältnisse. Denn auf die Verschiedenheit der Leitfähigkeit gründet sich vornehmlich die Beeinflussung der elektromagnetischen Felder durch den Untergrund, während auf der Einfachheit der Tektonik die Deutungsmöglichkeit der Meßergebnisse beruht. Es ist ein Geschenk der Natur, daß beide Bedingungen häufig gleichzeitig erfüllt sind. Die Geologie lehrt hierüber folgendes:

Der Untergrund besitzt durchweg eine gewisse elektrische Leitfähigkeit, die teils galvanischer, teils elektrolytischer Natur ist und in den weitesten Grenzen schwankt. Oft besitzen gerade die Lagerstätten und Schichten, deren Auffindung und Lokalisierung die Praxis erfordert, eine erheblich höhere Leitfähigkeit als ihre Umgebung, so daß im Untersuchungsgebiete beträchtliche Leitfähigkeitsunterschiede auftreten können.

Hinsichtlich der Einfachheit der Verhältnisse ergibt sich aus den geologischen Forschungen, daß man es im Untergrunde meist mit relativ scharf begrenzten kompakten Objekten klar ausgeprägter Form zu tun hat, die ihrer Natur nach als Schichten, Lager, Lakkolithe, Stöcke, Batholite, Dome, Gänge, Flöze, Adern usw. bezeichnet werden. Zwar sind die geologischen Objekte im einzelnen nicht homogen und jedes stellt für sich ein heterogenes Gemenge aus den verschiedensten Mineralien dar, aber als Ganzes makroskopisch betrachtet, können sie doch wohldefinierte elektrische Eigenschaften, insbesondere eine bestimmte durchschnittliche spezifische Leitfähigkeit besitzen. Infolgedessen besteht die höchst bemerkenswerte Einfachheit der Tektonik auch in elektrischer Hinsicht. Allerdings hat man es fast niemals mit isotropen Medien zu tun, insofern als überall eine ausgeprägte Streichrichtung besteht, die ihnen nach verschiedenen Richtungen auch verschiedene Leitfähigkeit verleiht.

Im Rahmen dieser beiden physikalischen Bedingungen haben sich die mannigfaltigen Aufgaben zu halten, die die Geologie der Geoelektrik stellt und die letzten Endes von den vielseitigen Interessen der reinen Erderforschung, des Bergbaues und der Technik ausgehen. Aus den physikalischen Möglichkeiten einerseits und den Wünschen und Bedürfnissen jener Kreise andererseits resultieren als unmittelbare geologische Ziele der Aufschließungsarbeiten die Auffindung und Lokalisierung von Erzlagerstätten in Gestalt von Gängen, Linsen, Adern usw. sowie von Erdölhorizonten, die Ermittlung des Vorhandenseins und des Verlaufes unterirdischer Wasserläufe, Wasser führender Klüfte im Salzbergbau, von Laugenflüssen usw., die Tiefenbestimmung des Grundwasserspiegels in Wüstengegenden, die Feststellung der Streichrichtung des überdeckten Gesteins, die Beschreibung des horizontalen Schichtwechsels und viele andere mehr.

Die Beschrankung, die der Problemstellung aus physikalischen Grunden auferlegt wird, fuhrt dazu, daß man sich vielfach mit Zwischenlosungen begnugen muß, die nur mittelbares Interesse besitzen. Hierher gehort vor allem die Auffindung und Tiefenbestimmung salzhaltiger Tiefenwasser, deren Vorkommen in Erdolgebieten oft zugleich einen Hinweis auf die Lage von Erdol bieten kann, dessen unmittelbarer Nachweis zum mindesten zweifelhaft sein durfte Der Gewinnung dieses Bodenschatzes gilt auch die Auffindung und Lokalisierung von Salzdomen, die unter gunstigen Bedingungen mittels der geoelektrischen Methoden gelingen mag Uber derartige enge Bindungen hinaus wird die allgemeine geoelektrische Klarung der Tektonik fur die Losung jedes geologischen Problems von Wert sein

§ 4. Physikalische und geologische Zusammenarbeit.

Sowohl die Probleme, die der Geoelektrik gestellt werden, als auch die Losungen, die diese liefern soll, sind geologischer Natur. Da man aber mittels der geoelektrischen Methoden gunstigstenfalls uber die erwahnten drei physikalischen Konstanten σ, ε und μ unmittelbaren Aufschluß erhalten kann, ergibt sich die Notwendigkeit, vor Beginn jeder Untersuchung erst die Beziehungen zwischen den geologischen Objekten und diesen drei Materialkonstanten klarzustellen, um auf Grund der geklarten Zusammenhange die geologische Problemstellung in eine elektrische die elektrische Losung in eine geologische umdeuten zu konnen Die Ubertragung der geologischen Betrachtungsweise in die hiervon grundverschiedene elektrische und umgekehrt bedingt eine Zusammenarbeit zwischen Geologie und Physik, die im einzelnen so vor sich geht

1 Als erstes ist die geologische Aufgabe zu stellen Diese hat sich in dem von der Natur gegebenen Spielraume so zu bewegen, daß sie auf der einen Seite den Interessen der reinen und angewandten Geologie gerecht wird und auf der anderen Seite der Geoelektrik unter Berucksichtigung der Leistungsfahigkeit ihrer Methoden die Losung nach Moglichkeit erleichtert.

2. Um die Umwandlung der geologischen Problemstellung in eine physikalische zu ermoglichen, ist anschließend als Vorarbeit vor der eigentlichen Untersuchung eine Prufung der elektrischen Eigenschaften der geologischen Objekte vorzunehmen, mit denen man es bei einer Untersuchung zu tun haben kann. Meist begnugt man sich zwar mit der Bestimmung der Leitfahigkeit von Proben der zugänglichen Gesteine, Mineralien, Erze, Erden usw. des Untersuchungsgebietes, eine Arbeit, die bis zu einem gewissen Grade ein fur allemal geleistet werden kann, weshalb im Hinblick auf geophysikalische Zwecke auch eine

Reihe von Leitfahigkeitsbestimmungen wichtiger Grundstoffe vorgenommen und in Tabellen zusammengestellt worden ist[1]). Doch können diese gewohnlich im Laboratorium gewonnenen Daten nur einen ungefahren Überblick uber die in Frage kommenden Großen geben. Es ist bei ihrer Verwertung zu berucksichtigen, daß man es in Strenge mit einem heterogenen Mineralgemenge zu tun hat, das, selbst wenn es dieselbe Bezeichnung tragt, verschiedene Zusammensetzung besitzen und in seinen physikalischen Eigenschaften schon aus diesem Grunde verschieden sein kann. Vor allem beeinflussen Besonderheiten wie Porenvolumen, Durchfeuchtung, Zersetzung, Verwitterung, Schieferung u. a., die in die Bezeichnung zum mindesten nicht im vollen Umfange einzugehen brauchen, gerade die in Frage kommenden physikalischen Konstanten am meisten. Dazu kommt, daß die Untersuchungen sich auf ausgedehnte geologische Objekte erstrecken, und daß man nicht ohne weiteres von der Leitfahigkeit einer Probe, z. B der eines Erzes, auf die der ganzen Lagerstatte schließen kann. Man hat es mit durchschnittlichen Eigenschaften zu tun, die selbst bei gleichen Komponenten mit dem Orte und der Große des Objektes schwanken konnen

Obwohl auch Meßergebnisse vorliegen, die diesen Komplikationen weitgehend Rechnung tragen, ist es ratsam, an Ort und Stelle eine Nachprufung der Tabellenwerte vorzunehmen. Die Meßmethoden, die die Experimentalphysik zur Bestimmung der spezifischen Leitfahigkeiten wohldefinierter homogener Stoffe liefert, sind hierfur nicht immer ausreichend. Zu ihrer Erganzung sind deshalb speziell fur die Erderforschung Methoden ersonnen, die entweder die schnelle, wenn vielleicht auch weniger genaue Messung der Leitfahigkeit an beliebig geformten Mineralproben[2]) oder die Ermittlung der durchschnittlichen Leitfahigkeit ausgedehnter Objekte gestatten. Eins dieser letzten Verfahren, aus dem wichtige Aufschließungsmethoden hervorgegangen sind, beruht auf folgendem Grundprinzip[3]):

Wird von der Erdoberflache aus mittels zweier Punktelektroden E_1 und E_2 ein stationarer Strom J in der Richtung von E_1 nach E_2 durch den isotropen homogenen Untergrund gesandt, so ist das Potential fur den ganzen Raum bekanntlich

$$\varphi = \frac{J}{2\pi\sigma}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right),$$

[1]) Naheres enthält die erwahnte Arbeit von H. Reich.

[2]) K. Sundberg, H Lundberg, J. Eklund, Sveriges Geol. Unders., Serie C, Nr. 327, S. 10f., Stockholm 1925; P. F. Kerr, Ch. K. Kabeen, Econ. Geol. 20, 729—737. 1925, Nr. 8; Max Muller, ZS. f. Geophys. 2, 287—291. 1926, Nr. 7.

[3]) Franz Neumann, Vorlesungen über elektrische Ströme. Leipzig 1884, S. 240ff.; F. Wenner, Bull. Bur. of Stand. 12, 469—478, 1916, Nr. 3.

wobei R_1 und R_2 die Abstande des Aufpunktes von den entsprechenden Elektroden sind. Die Potentialdifferenz zwischen zwei Punkten ist folglich, falls S_1 und S_2 die Abstande des zweiten Punktes sind,

$$\varphi_1 - \varphi_2 \equiv V = \frac{J}{2\pi\sigma}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{S_2} - \frac{1}{R_2} - \frac{1}{S_1}\right)$$

Durch Auflosen nach dem reziproken Wert von σ ergibt sich hieraus die fur jede Elektroden- und Meßpunktanordnung allgemeingultige Gleichung

$$\frac{1}{\sigma} \equiv \varrho = 2\pi\frac{V}{J}\cdot\frac{1}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{S_2} - \frac{1}{R_2} - \frac{1}{S_1}}.$$

Da V, J, R_1, R_2, S_1 und S_2 an der Erdoberflache gemessen werden konnen, sind die durchschnittliche spezifische Leitfahigkeit σ oder der durchschnittliche spezifische Widerstand ϱ experimentell bestimmbar. Der Übergangswiderstand, der in hohem Maße von individuellen Besonderheiten der Elektroden und deren unmittelbaren Umgebung abhangt und sogar uber praktisch homogenem Untergrunde von Ort zu Ort verschieden zu sein pflegt, hebt sich in dieser Formel heraus

Die Anordnung der beiden Meßpunkte in bezug auf die Elektroden ist zunachst beliebig, und es ist moglich, durch geschickte Wahl derselben entweder eine einfache Meßtechnik zu erzielen oder aber der letzten Gleichung ein besonders einfaches Aussehen zu verleihen, was die Deutung der Meßergebnisse erleichtert Es ist hier eine Reihe von Methoden zu unterscheiden, aus der wir nur die wichtigste herausheben wollen[1]).

Nach dem Vorschlage von WENNER legt man die beiden Meßpunkte so zwischen die Elektroden auf deren Verbindungslinie, daß alle vier Punkte auf einer Geraden liegen und jeder einzelne von dem ihm benachbarten gleichen Abstand besitzt. Bezeichnet man diesen gemeinsamen Abstand mit a, so werden R_1 und S_2 je gleich a, R_2 und S_1 je gleich 2 a, womit man fur den durchschnittlichen spezifischen Widerstand die einfache Beziehung

$$\varrho = 2\pi a\frac{V}{J}$$

erhalt, die sich in ausgezeichneter Weise zu dessen Bestimmung eignet.

Das, was für die Leitfahigkeit der Grundstoffe in ihren Beziehungen zu derjenigen der geologischen Objekte gilt, besitzt dem Sinne nach natürlich auch fur die Dielektrizitatskonstante und die Permeabilitat Gultigkeit, deren Kenntnis für einige Methoden unerlaßlich ist.

---

[1]) Bezuglich weiterer Verfahren vgl. J. N. HUMMEL, ZS. f. Geophys. 5, 92f. 1929, Nr. 3/4.

3 An die Ermittlung der elektrischen Eigenschaften der geologischen Objekte kann sich nunmehr die Übersetzung der geologischen Problemstellung in die Sprache der Physik schließen. Diese hat nicht wortlich zu erfolgen, da die Struktur der Erde doch zum mindesten keine geometrisch einfachen Konturen aufweist und schon daher zu weitgehender Schematisierung und Idealisierung des physikalischen Problems zwingt, wenn eine theoretische Behandlung moglich sein soll Die in jedem Falle große Differenz zwischen der physikalischen Betrachtung und den wirklichen Verhaltnissen verleiht der theoretischen Geoelektrik ein von der hergebrachten Elektrotechnik abweichendes Gepräge· Statt exakter Losung bestimmter vorgegebener Aufgaben verlangt sie die Auffindung einer glucklichen, in weiten Grenzen ziemlich willkurlichen Problemstellung, deren rechnerische Behandlung sich vor allem einfach und durchsichtig gestaltet

4 Ist die Aufgabe physikalisch formuliert, kann mit der eigentlichen geoelektrischen Untersuchung begonnen werden, fur deren Erfolg die Berücksichtigung der bereits bekannten Tatsachen nach jeder Richtung hin und in jeder Phase von ausschlaggebender Bedeutung ist. Nach der gemutmaßten Tektonik, wie sie in der geoelektrischen Problemstellung zum Ausdruck kommt, richtet sich schon die Wahl der geeignetsten Methode und die Anordnung der Felderreger. Sie gewinnt aber mit Rucksicht auf die erwahnte Vieldeutigkeit der Ergebnisse eine ganz besondere Bedeutung bei deren Auswertung. Die Schlußfolgerungen aus dem zugänglichen Teile des Untersuchungsgebietes auf den unzuganglichen sind keineswegs eindeutig und zudem meist recht kompliziert. In der Regel sind sie überhaupt erst dann moglich, wenn die geoelektrische Losung durch einschrankende Voraussetzungen erleichtert wird, die zum mindesten auf allgemeinen geologischen Tatsachen und Mutmaßungen beruhen.

5. Ist die Aufgabe im elektrischen Sinne gelost, so sind nun ruckwärts die physikalischen Ergebnisse in ihrer geologischen Bedeutung zu interpretieren. Dies hat wieder auf Grund der Beziehungen zu erfolgen, die zwischen den physikalischen Konstanten und den geologischen Objekten bestehen. Auch diese Umdeutung kann naturlich nicht schematisch vor sich gehen; die geologische Forschung hat vielmehr schon aus dem Grunde ein gewichtiges Wort hierbei mitzusprechen, weil grundverschiedene Stoffe oft dieselbe Leitfähigkeit besitzen. Z. B. konnen durchfeuchteter Ton, erzimpragnierte Gesteine, phyrithaltige Graphit- und Kohlenschiefer infolge ihrer hohen Leitfahigkeit das Vorhandensein von Erzlagerstatten leicht vortauschen, falls nicht seitens der Geologie oder der anderen geophysikalischen Methoden die richtige geologische Deutung des elektrischen Ergebnisses erfolgt.

ZWEITES KAPITEL.

Untersuchungen an stationären Feldern (Gleichstrommethoden).

§ 1. Die Potentialfunktion.

a) Die Grundgleichungen und die Ableitung des Potentials.

Von den Feldern, die sich durch Spezialisierung der Maxwellschen Gleichungen als Sondergebiete herausheben, ist das elektrostatische als einziges bislang nicht zur Grundlage einer Methode der angewandten Geophysik gemacht worden. Den magnetostatischen Feldern, die durch das natürliche Erdfeld vertreten sind, ist ein besonderer Abschnitt gewidmet[1]). Wir wenden uns daher zunächst den stationären Feldern zu, deren Theorie auch für die an quasistationären Feldern entwickelten Methoden von Wichtigkeit ist. Die rechnerische Behandlung der hierher gehörenden Aufgaben ist in vielen Fällen exakt möglich, so daß wir uns auf festem Boden befinden.

Die stationären Vorgänge sind durch ihre Unabhängigkeit von der Zeit charakterisiert. Die grundlegenden Gleichungen vereinfachen sich dadurch zu

$$c \operatorname{rot} \mathfrak{H} = 4\pi \mathfrak{J}, \quad \operatorname{rot} \mathfrak{E} = 0.$$

In ihnen sind ε und μ auch mittelbar nicht mehr enthalten, so daß stationäre Felder nur noch über σ Aufschluß zu geben vermögen. Diese Einschränkung ist insofern angenehm, als alle Komplikationen, die auf induktive oder kapazitive Widerstände zurückzuführen sind, bei den hierher gehörenden Verfahren in Fortfall kommen.

Aus der zweiten Gleichung folgt, daß die Feldstärke $\mathfrak{E}$ ein Potential hat

$$\mathfrak{E} = -\operatorname{grad} \varphi,$$

wodurch das ganze elektrische Problem auf die Untersuchung einer einzigen skalaren Funktion zurückgeführt ist. Für diese ergibt sich durch Anwendung der Operation div auf die erste Gleichung die Kontinuitätsbedingung

$$\operatorname{div} \sigma \operatorname{grad} \varphi = 0.$$

Wird der Allgemeinheit halber hierin der Skalar σ durch den analogen zweistufigen Tensor ersetzt, so lautet sie in Differentialform bei passender Wahl des Koordinatensystems

$$\sigma_{\mathrm{I}} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \sigma_{\mathrm{II}} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \sigma_{\mathrm{III}} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0\,.$$

---

[1]) H. HAALCK, S. 303—398 dieses Teilbandes.

Im isotropen homogenen Medium, d. h. fur $\sigma_{I} = \sigma_{II} = \sigma_{III}$, genugt φ dann uberall der Laplaceschen Differentialgleichung

$$\Delta \varphi \equiv \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0$$

und an der Grenze zweier isotroper homogener Leiter den Bedingungen

$$\varphi_r = \varphi_s, \quad \sigma_r \frac{\partial \varphi_r}{\partial \nu} + \sigma_s \frac{\partial \varphi_s}{\partial \nu} = 0,$$

wodurch es bis auf eine belanglose Konstante eindeutig bestimmt ist.

Arbeitet man an kunstlich mit Elektroden erzeugten Feldern, so ist die Aufgabe noch zu spezialisieren. Da die Elektroden ebenso wie ihre Speiseleitungen erheblich großere Leitfahigkeit besitzen als die Erde, lassen sich fur sie die Voraussetzungen $\sigma = \infty$ und $\mathfrak{E} = 0$ machen. Ferner konnen sie, soweit nur Potentialwerte in einigem Abstande in Betracht gezogen werden, als punkt- bzw. linienformig betrachtet werden. Es besteht dann die Aufgabe, eine Funktion φ zu bestimmen, die im Halbraume den obigen Bedingungen genugt mit Ausnahme gewisser Punkte oder Linien, wo sie unendlich groß wie $\lim\limits_{r \to 0} \frac{1}{r}$ wird.

Eine anschauliche Vorstellung von den Eigenschaften der elektrischen Potentialfelder erhalt man durch Aufzeichnen der Kraftlinien und Niveauflächen. Die Kraftlinien gehen senkrecht von den positiven Quellen aus und enden senkrecht auf den negativen. Jedes Quellgebiet wird von den Niveauflachen umschlungen Zur erschopfenden Darstellung des Feldes gehoren sowohl die Form wie auch die Dichte der Flachen, die beide unabhangig voneinander sind und daher gesondert gemessen werden mussen. Im isotropen Medium fallen die Stromlinien mit den elektrischen Kraftlinien zusammen und schneiden gleich diesen die Niveauflächen senkrecht, so daß die einen durch die anderen in einfacher Weise bestimmt sind.

Rührt das Feld von einzelnen Quellpunkten her, so können die Potentialflächen und Kraftlinien leicht graphisch gewonnen werden[1]), worauf hier nur hingewiesen sei.

---

[1]) J. Cl. Maxwell, Treatise I § 123, S. 147ff. Oxford 1873.

b) Drei Hilfsmittel zur Berechnung der Potentialfunktion.

Die Aufstellung der Potentialfunktion unter den fur isotrope Medien fixierten Bedingungen erfordert die Auffindung partikularer Losungen der Laplaceschen Gleichung. Solche sind im unbegrenzten Medium, in dem sich die Nichthomogenitaten der Leitfahigkeit durch scharfe Grenzen abzeichnen, leicht zu erhalten und gewinnen verhaltnismaßig einfache Gestalt, wenn man sich hierzu dreier Hilfsmittel bedient[1]), namlich der Quellsenkmethode, der Theorie der elektrischen Bilder und des Prinzips der konformen Abbildung.

Von diesen drei Behandlungsweisen dient die Quellsenkmethode zur Auffindung des Potentials um Einlagerungen, die im zunachst allseits unbegrenzten homogenen Medium eingebettet sind. Ihr liegt folgender Gedanke zugrunde. Befinden sich, im stationaren Stromfelde Quell- oder Senkpunkte, Doppelquellen, Quell- oder Senkstrecken usw so bilden sich geschlossene Potentialflachen oder geschlossene von Stromlinien gebildete Flachen aus, falls die Gesamtergiebigkeit der auf jeder ursprunglichen Stromlinie liegenden Quellen Null ist Man kann sich dann den von einer solchen Schale eingeschlossenen Teil des Mediums. der das Quellsystem enthalt, durch einen Korper mit der Leitfahigkeit ∞ oder 0 ersetzt denken, ohne daß das Potentialflachen- bzw Stromlinienbild im Außenraume geandert wird. Allerdings kann bei der Konstruktion solcher Bilder die Form der Korper nicht von vornherein willkurlich angenommen werden, diese ist vielmehr durch die Wahl der Quellen sekundar bestimmt Man ist gezwungen, von einer geeignet gewahlten Anordnung von Quellen auszugehen, aus der sich alles weitere, die Form des Storungskorpers wie die Potentialflachen, zwangslaufig ergibt

Das Zusatzpotential zu dem ursprunglichen Potentiale irgendeines Stromfeldes setzt sich nach dem Hereinbringen von Quellpunkten und Doppelquellen additiv aus den Einzelpotentialen dieser Quellarten zusammen, die ihrerseits in den einfachen Formen $\pm \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{J}{4\pi r}$ und $\pm \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{J \cdot l}{4\pi r^2} \cos \alpha$, in denen α der Winkel zwischen der Achse l einer Doppelquelle und der Richtung von r ist, bekannte Losungen der Laplaceschen Gleichung liefern.

---

[1]) J. Koenigsberger, Gerlands Beitr 18, 115—126. 1927, Nr. 1/2; J N Hummel, ZS. f. Geophys. 4, 67—76. 1928, Nr. 2, 178—203. Nr. 4; Gerlands Beitr. 20, 281—287. 1928, Nr. 3/4; 21, 204—214. 1929, Nr. 2/3; ZS. f. Geophys. 5, 89—104. 1929, Nr. 3/4; 230—238. Nr 5/6.

Ist das Medium geschichtet, so gelingt die Aufstellung der Potentialfunktion mittels der Theorie der elektrischen Bilder. Die Trennungsflachen werden zu Spiegelflachen gemacht, indem die wirklichen Quellen durch fiktive ergänzt werden, die hinsichtlich ihrer Lage die optischen Spiegelbilder der wirklichen Quellen an den Trennungsflachen sind Die Ergiebigkeiten dieser fiktiven Quellen bleiben zunachst noch offen und sind aus den Grenzbedingungen zu ermitteln. Da man es in der Natur zum mindestens mit zwei verschiedenen Medien, dem Luftraume und dem Untergrunde zu tun hat, die durch die Erdoberflache voneinander getrennt sind, ist die Anwendung dieser Theorie fur eine exakte Behandlung aller hierher gehorenden Aufgaben unentbehrlich. Uns interessiert vorzugsweise die Spiegelung an ebenen Flachen, die zu den folgenden Ansatzen fuhrt.

Bringt man in das eine von zwei Medien, die je einen Halbraum erfullen, einen Quellpunkt hinein und versieht alle Symbole, die sich auf das quellenfreie Medium beziehen, zur Unterscheidung mit dem Index 0, so erhalt man fur die Potentialwerte

$$\varphi = \frac{J}{4\pi\sigma}\left(\frac{1}{r} + \frac{k_0}{r_0}\right). \qquad \varphi_0 = \frac{J}{4\pi\sigma} \cdot \frac{1 + k_0}{r}$$

wobei zur Abkurzung $\frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma + \sigma_0} = k_0$ gesetzt ist und r_0 der Abstand eines Aufpunktes von dem Spiegelpunkte der wirklichen Quelle an der Trennungsebene sein soll

Ist der homogene Untergrund von einer planparallelen Schicht abweichender Leitfahigkeit uberdeckt, sind also im ganzen drei Schichten mit zwei Trennungsebenen vorhanden, so kommt man nur dadurch zum Ziele, daß man die wirkliche Quelle und ihre ersten Spiegelbilder immer wieder an den beiden Ebenen ungezählte Male spiegelt. Dies kommt mathematisch dadurch zum Ausdruck, daß die Potentialfunktion durch unendliche Reihen von der Form

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\sigma}\sum^{m}\frac{J_m}{r_m},$$

dargestellt wird, wobei die Abstande r_m durch die Lagen der wirklichen und der fiktiven Quellpunkte gegeben sind. Zur Ausfuhrung seien alle Symbole der neu hinzutretenden untersten Schicht mit dem Index 1 versehen. Wird jetzt ein Quellpunkt in die mittlere Schicht im Abstande d von der oberen hineingebracht, und fällt der Mittelpunkt eines Koordinatensystems mit diesem zusammen, wobei die x-Achse

den Trennungsebenen parallel liegen und die y-Achse senkrecht auf ihnen stehen moge, so erhalt man fur das Potential die drei Gleichungen

$$\varphi_0 = \frac{J}{4\pi}\varrho\,(1+k_0)\sum_{n=0}^{\infty}\left\{\frac{k^n k_0^n}{\sqrt{x^2+(y+2\,n\,h)^2+z^2}} + \frac{k^{n+1}k_0^n}{\sqrt{x^2+[y+2\,(n+1)\,h-2\,d]^2+z^2}}\right\},$$

$$\varphi = \frac{J}{4\pi}\varrho\sum_{n=0}^{\infty}\left\{\frac{k^{n+1}k_0^n}{\sqrt{x^2+[y+2\,(n+1)\,h-2\,d]^2+z^2}} + \frac{k^n k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2+(y-2\,n\,h-2\,d)^2+z^2}} + \frac{k^{n+1}k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2+[y-2\,(n+1)\,h]^2+z^2}} + \frac{k^n k_0^n}{\sqrt{x^2+(y+2\,n\,h)^2+z^2}}\right\}.$$

$$\varphi_1 = \frac{J}{4\pi}\varrho\,(1+k)\sum_{n=0}^{\infty}\left\{\frac{k^n k_0^n}{\sqrt{x^2+(y-2nh)^2+z^2}} + \frac{k^n k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2+(y-2nh-2d)^2+z^2}}\right\}.$$

in denen der neu hinzutretende Faktor $\frac{\varrho_1-\varrho}{\varrho_1+\varrho} = k$ gesetzt ist

Liegt aber ein Quellpunkt samt dem Mittelpunkt des Koordinatensystems in einer der außeren Schichten, beispielsweise in der, die wir mit dem Index 1 versehen haben, so erhalt man fur das Potential die drei Gleichungen

$$\varphi_0 = \frac{J}{4\pi}\varrho_1\,(1+k_0)\,(1-k)\sum_{n=0}^{\infty}\frac{k^n k_0^n}{\sqrt{x^2+(y+2\,n\,h)^2+z^2}},$$

$$\varphi = \frac{J}{4\pi}\varrho_1\,(1-k)\sum_{n=0}^{\infty}\left\{\frac{k^n k_0^n}{\sqrt{x^2+(y+2\,n\,h)^2+z^2}} + \frac{k^n k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2+[y-2\,(n+1)\,h-2\,d]^2+z^2}}\right\},$$

$$\varphi_1 = \frac{J}{4\pi}\varrho_1\left\{\frac{1}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} - \frac{k}{\sqrt{x^2+(y-2\,d)^2+z^2}} + (1-k^2)\sum_{n=0}^{\infty}\frac{k^n k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2+[y-2\,(n+1)\,h-2\,d]^2+z^2}}\right\},$$

wobei d diesmal der Quellenabstand von der nachstliegenden Trennungsebene ist Sind noch mehr Schichten im Untergrunde vorhanden, so ist die Durchfuhrung der Rechnungen in ahnlicher Weise möglich[1]).

[1]) Vgl. weiter unten S. 429f.

Durch Kombination der Quellsenkmethode mit der Theorie der elektrischen Bilder erhalt man das Potential um Storungskorper, die im geschichteten Medium eingebettet sind. Naturlich ergeben sich bei der Addition der einzelnen Potentialwerte samtlicher fiktiver Quellen fur die Einlagerungen Konturen, die von denen. die sich ohne Spiegelung ausbilden wurden, etwas abweichen.

Wenn die Funktion φ der Laplaceschen Gleichung genügt und alle Verhältnisse in einer Richtung unverandert sind, so daß sich das Problem als ein ebenes betrachten laßt, kann das Prinzip der konformen Abbildung Anwendung finden, das die mannigfaltigsten Potentialflachenbilder liefert Man geht von einem bekannten ebenen Bilde aus, fur das die Potentialverteilung irgendwie gewonnen ist, ersetzt die Kartesischen Koordinaten durch Gaußsche und transformiert das Bild aus der z-Ebene mittels einer geeigneten Beziehung in die w-Ebene. Da man fur geophysikalische Zwecke meist nur die Form des Storungskorpers samt der durch ihn bedingten Feldanomalie bei gleichbleibendem Primarfelde abwandeln will, eignet sich hierzu besonders die Beziehung $w = z + \frac{b^2}{z}$, die eine ortliche Änderung des Bildes hervorruft. Der Kreisschar $r = a$ um den Nullpunkt der z-Ebene entspricht dann die Schar konfokaler Ellipsen

$$\frac{P + Q}{2} = a + \frac{b^2}{a} \quad \text{oder} \quad \frac{P + Q}{4} + \sqrt{\left(\frac{P + Q}{4}\right)^2 - b^2} = a$$

um die Punkte $\pm 2\,b$ der w-Ebene, wobei P und Q die Brennstrahlen sind. Die halben Ellipsenachsen sind $a + \frac{b^2}{a}$ bzw. $a - \frac{b^2}{a}$. Der Kreis mit dem Radius b geht in die Verbindungslinie der Brennpunkte uber. Im Unendlichen stimmen die Bilder in beiden Ebenen uberein. Die Ergebnisse der Transformation sind fur geoelektrische Zwecke brauchbar, wenn das Bild, von dem man ausgeht, die Potentialverteilung um einen Störungskorper darstellt, und der Kreis mit dem Radius b einen Teil dieser Einlagerung bildet.

c) Strombahn und Leitfähigkeit.

Durch Differentiation der Potentialfunktion nach den Achsen eines Koordinatensystems erhalt man die Komponenten der Feldstarke in jedem Punkte

$$\mathfrak{E}_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad \mathfrak{E}_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad \mathfrak{E}_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}.$$

Die Komponenten der Strömung sind im nichtisotropen Medium bei passender Wahl eines Koordinatensystems durch die Gleichungen

$$\mathfrak{J}_x = \sigma_{I}\,\mathfrak{E}_x,\quad \mathfrak{J}_y = \sigma_{II}\,\mathfrak{E}_y,\quad \mathfrak{J}_z = \sigma_{III}\,\mathfrak{E}_z$$

darstellbar. Im isotropen Medium, wo $\sigma_I = \sigma_{II} = \sigma_{III}$ wird, erhält man für die Strömung wieder den einfachen Vektor, dessen Richtung und Betrag durch die Beziehung

$$\mathfrak{J} = \sigma\,\mathfrak{E}$$

gegeben ist. Da seine Richtung also mit derjenigen der Feldstärke zusammenfällt, bilden die Stromlinien mit den Potentialflächen ein Orthogonalsystem und können, wenn jene bekannt sind, leicht graphisch ermittelt werden. In vielen Fällen lassen aber auch sie sich bequem berechnen, und die Stromfunktion kann ebenfalls durch analytische Ausdrücke dargestellt werden, jedoch ist die Lösung dieser Aufgabe das schwierigere Problem[1]). Immer aber gilt für den einzelnen Stromfaden, der von einem Flächenelement df mit der Normalen ν ausgeht, die Differentialform

$$\mathfrak{J}_\nu\,df = -\,\sigma\frac{\partial\varphi}{\partial\nu}\,df,$$

die für einen linearen Leiter in das Ohmsche Gesetz übergeht, und für den Gesamtstrom das Integral

$$J = -\int\sigma\frac{\partial\varphi}{\partial\nu}\,df,$$

das die Elektrizitätsmenge darstellt, die in der Zeiteinheit durch irgendeinen Querschnitt des räumlich ausgedehnten Leiters fließt. Die Stromlinien geben demnach Aufschluß über die Verteilung der Leitfähigkeit in der Erde, und zwar ziehen Stellen größerer Leitfähigkeit die Stromlinien an sich, während Gebiete geringerer Leitfähigkeit arm an Stromlinien sind. Im Zusammenhang hiermit findet an einer Einlagerung abweichender Leitfähigkeit eine Verdichtung bzw. Lichtung der Potentialflächen statt, die sich auch, falls die Einlagerung nicht zu tief liegt, im Potentiallinienbilde an der Erdoberfläche noch bemerkbar macht.

Stationäre Vorgänge können dadurch gegeben sein, daß im Erdboden konstante Potentialdifferenzen unverändert aufrecht erhalten werden. Da die Erde, hauptsächlich infolge elektrolytischer Prozesse eine gewisse Leitfähigkeit besitzt, entstehen dann Ströme, deren Größe und Verteilung einerseits durch die Anordnung und die Potentiale der Strom-

[1]) G. Fuhrmann, Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Ballonmodellen. Dissertation Göttingen 1912.

quellen und andererseits durch die Leitfähigkeiten des Bodens gegeben sind. Deshalb können umgekehrt aus dem Verlaufe des Stromes entweder die Stromquellen oder aber die Verteilung der Leitfähigkeit erschlossen werden. Das erste geschieht mittels eines Verfahrens, bei dem ein natürliches Erdfeld vermessen wird, das zweite ist Ziel der Untersuchung an künstlich erzeugten Feldern. Alle hierher gehörenden Methoden, die sich auf das Bild des Stromverlaufes gründen, das durch qualitative Richtungsbestimmungen gewonnen wird, seien zunächst behandelt, während diejenigen Methoden, bei denen die Potentiallliniendichte bzw. der Potentialabfall quantitativ gemessen wird, Gegenstand eines weiteren Abschnittes sein sollen[1])

§ 2. Qualitative Richtungsbestimmungen (Potentiallinienmethoden).

a) Prinzip der Potentiallinienmessung.

An der Erdoberfläche über isotropen Untergrund sind die Schnittlinien der Potentialflächen wie erwähnt die orthogonalen Trajektorien der Stromlinien. Es genügt mithin zur Auffindung des Stromfeldes die Bestimmung der Niveaulinien, die der Messung zugänglicher sind, da eine recht empfindliche Nullmethode hierbei Anwendung finden kann. Man sucht mittels zweier über ein Meßinstrument verbundener Metallspieße, sogen. Sonden, diejenigen Punkte auf, die das gleiche Potential besitzen, indem man den Boden abtastet, bis das Instrument keinen Ausschlag mehr zeigt.

Die Komponente der Feldstärke in einer beliebigen Richtung r, die mit der Stromrichtung x den Winkel α bildet, ist

$$\mathfrak{E}_r = -\frac{\partial \varphi}{\partial r} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \cos \alpha = \mathfrak{E} \cdot \cos \alpha .$$

Wird ihre Größe beim Verschwenken der Richtung r aufgezeichnet, so erhält man zwei Kreise, die sich im Beobachtungspunkte berühren (Fig. 1)[2]). Die gemeinsame Kreistangente berührt zugleich die durch den Beobachtungspunkt hindurchgehende Niveaulinie, da in der Tangentenrichtung $\mathfrak{E}_r = 0$ ist Figur und Gleichung lassen erkennen, daß das Minimum der elektrischen Feldkomponente überaus scharf ist. Im homogenen Stromfelde gilt das gleiche für den Potentialabfall gleich großer endlicher Strecken. Befindet sich also die feste Sonde

[1]) Die stationären Methoden sind im wesentlichen von C. Schlumberger entwickelt und in seiner Schrift: Étude sur la prospection électrique du sous-sol, Paris 1920, beschrieben.

[2]) R. Ambronn, Gerlands Beitr. **19**, 10f. 1928, Nr. 1; W. Heine, Elektrische Bodenforschung. S. 30. Berlin 1928.

der Meßapparatur im Beobachtungspunkte, so verschwindet bei konstant gehaltenem Sondenabstand der Strom in der Sondenleitung plotzlich, wenn die Richtung der Potentiallinie mit der beweglichen Sonde uberstrichen wird. Hierauf beruht die große Empfindlichkeit dieser Meßweise.

Voraussetzung bei diesem Verfahren ist allerdings, daß durch die Herstellung der leitenden Verbindung das vorher vorhandene Feld nicht verandert wird, was im allgemeinen nicht der Fall ist. Denn durch die Beruhrung der Sonden mit der nichthomogenen elektrolytischen Erde konnen Strome entstehen, die auf Kontaktspannungen zuruckzufuhren sind, wie sie bei jedem Elemente auftreten[1]) Dem kann dadurch begegnet werden, daß man die Sonden mit einem Salze umgibt, dessen Metall das Metall der Sonden ist

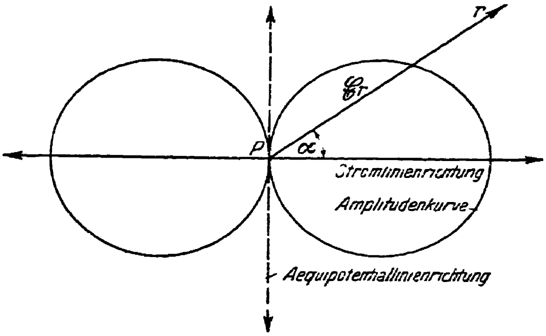


Fig 1. Abhangigkeit des Potentialabfalls von der Richtung

Jedes irgendwie an der Erdoberflache entstandene Feld kann zur Grundlage geoelektrischer Untersuchungen gemacht werden. Es sei dies indessen nur an einem einzigen naturlichen Felde, das sich hierfur am besten eignet[2]), und dann vor allem an den eigens zu diesem Zwecke kunstlich erzeugten Feldern naher ausgefuhrt.

b) Ermittlung natürlicher Stromquellen (Selbstpotentialmethode).

Von den von der Natur gelieferten Feldern ist in erster Linie eins, das in der Umgebung elektrisch leitender Mineralmassen, vorwiegend Erzlagerstatten, auftritt und hier Storungen im normalen Erdfelde hervorruft, der geophysikalischen Forschung dienstbar gemacht worden Bei dem entsprechenden Verfahren gehen die Stromquellen, die bei den kunstlich erzeugten Feldern lediglich technische Bedeutung besitzen, auch in die Theorie mit ein. Ihre Ermittlung ist das erste Ziel der Untersuchung, da gerade sie das Vorhandensein von Lagerstatten verraten.

---

[1]) Diese Strome sind zuerst in der Erdtelegraphie untersucht und Plattenstrome genannt worden; als Sekundarerscheinung treten Polarisationsstrome auf.

[2]) Einen weiteren, weniger wichtigen Fall behandelt H. Hunkel, ZS. f. prakt. Geologie **36**, 103—108. 1928 Nr. 7; 1—7. 1928, Nr. 9

Die Prozesse, denen das Feld seine Entstehung verdankt, sind elektrochemischer Natur Sie konnen mit denen, die bei einem Konzentrationselement auftreten, verglichen werden[1]). Das Erz, das sowohl als Elektrode wie als Leiter dient, ist hierbei in einer elektrolytischen Flussigkeit, der Erdfeuchtigkeit, eingebettet, die oben nahe der Oberflache sauerstoffreich und unter dem Grundwasser sauerstoffarm ist Diese Dissymmetrie des Elektrolyten greift den Erzkorper in verschiedener Weise an und erzeugt an seinem oberen und unteren Ende Kontaktspannungen, die mit Rucksicht auf seine Leitfahigkeit und die des umgebenden Bodens zu einem Kreislaufe des Stromes fuhren. Die Beobachtung zeigt, daß der Strom im Erzlager normalerweise von oben nach unten fließt und sich im Boden schließt. In der Tiefe tritt er aus dem Erz in den Boden und nahe der Oberflache aus dem Boden in das Erz. Seltener ist der umgekehrte Fall beobachtet worden. Das Element kann lange Zeit unverandert bestehen bleiben, indem der oben verbrauchte Sauerstoff immer wieder aus der Atmosphare nachgeliefert wird, und der unten frei werdende Sauerstoff durch Diffusion in den Boden verschwindet oder sich an Ort und Stelle bindet

Zur Theorie der Elektrizitatserregung innerhalb der ungleich konzentrierten Losung gelangt man durch eine Verallgemeinerung der Beziehung $\varepsilon \mathfrak{E} = \mathfrak{D}$, indem zu der elektrischen Feldstarke $\mathfrak{E}$ noch eine additive Große, die erregende elektromotorische Kraft, hinzutritt. Die Laplacesche Gleichung behalt hierbei ihre Gultigkeit. An der Erdoberflache über einem solchen Kreisstrome erhalt man offenbar ein Potentialgefälle mit einem negativen Quellgebiete uber der erzeugenden Lagerstatte, von dem es nach allen Seiten hin abnimmt. Die Niveaulinien umschlingen die Lagerstatte Verrat der Charakter eines derart vermessenen Feldes dessen Entstehung, so ist die Lage der Stromquellen und damit diejenige der Erzlager unschwer zu ermitteln[2]).

Die „spontane Polarisation“ einer Lagerstätte kann kunstlich hervorgerufen werden, indem vor der Untersuchung ein Strom von der Oberflache aus durch den Boden gesandt wird, nach dessen Ausschaltung dann die Vermessung erfolgt

---

[1]) K. Hummel, Centralbl. f. Min., Geol. und Pal., 66—71, 1924

[2]) Für einen einfachen Fall hat A. Petrowsky die Theorie in einer Reihe von Aufsatzen entwickelt. Vgl. Part I. Phil. Mag. (7) **5**, 334—353. 1928, Nr. 28; Part II. Ebenda, 914—927, Nr. 31; Part III. Ebenda, 927—933, Nr. 31. Weitere Aufsatze befinden sich in Bull. Inst. Pract. Geophys. **1**, 87—104. 1925, **3**, 3—36. 1927; **4**, 81—89. 1928, Leningrad.

c) Ermittlung von Leitfähigkeitsunterschieden.

Künstlich erzeugte Felder dienen in erster Linie dazu, um unmittelbar über den Untergrund Aufschluß zu geben[1]). Hierzu wird zwischen geeigneten Stellen des Erdbodens eine konstante Spannung mittels einer Gleichstromquelle dauernd aufrecht erhalten. Da diese Spannung erheblich stärker als die natürliche sein kann, sind die Messungen an künstlichen Feldern leichter als die an natürlichen, die sich häufig an der Grenze der Meßgenauigkeit bewegen. Auch lassen sich die Verhältnisse bis zu einem gewissen Grade nach Wunsch gestalten. Die größere Schwierigkeit liegt in der Deutung des Feldes. Da die Quellen bekannt sind, zielt das Verfahren dahin, aus dem Bilde des Feldes die Verteilung der Leitfähigkeit im Untergrunde zu erschließen, was mit einer weniger einfachen Deutung der Meßergebnisse verbunden ist.

In der Praxis begnügt man sich meist damit, Unregelmäßigkeiten, Störungen, Verzerrungen des bekannten Normalfeldes nachzuweisen, wie sie von kompakten Einlagerungen im sonst homogenen Muttergestein anderer Leitfähigkeit hervorgerufen werden. Um die Abweichungen vom normalen Bilde, von denen die Deutung ausgeht, auch ohne theoretische Betrachtungen möglichst deutlich hervortreten zu lassen, erzeugt man Felder, die an sich im homogenen Medium ein recht regelmäßiges und wohlbekanntes Aussehen besitzen. Ein solches Feld wird beispielsweise von zwei entfernt liegenden Punktelektroden hervorgerufen, die mit je einem Pol der Stromquelle verbunden sind.

Seine Spannungsverteilung ist über homogenen Untergrund durch die Gleichung

$$\varphi = C\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)$$

gegeben, wobei sich die Konstante zu

$$C = \frac{J}{2\pi\sigma}$$

ergibt[2]). Die Niveaulinien an der ebenen Oberfläche sind von achter Ordnung. In der Fig. 2, die dem Werke von C. Schlumberger entnommen ist[3]), sind einige solcher Kurven aufgezeichnet. Obwohl sie vom mathe-

---

[1]) C. u. M. Schlumberger, C. R. 174, 477—480. 1922, Nr. 7.

[2]) Die unvergleichlich schwierigere Rechnung über nichtisotropem Untergrund hat K. E. Müller, Ann. d. Phys. (4) 67, 201—211. 1922, Nr. 3, durchgeführt.

[3]) S. 13, Fig. 9 seiner Schrift, a. a. O.

matischen Standpunkte aus ziemlich komplizierter Natur sind, macht ihr regelmäßiger kreisähnlicher Verlauf eine Deutung der Meßergebnisse verhältnismäßig einfach. Das im Gelände aufgenommene Niveau- und Kraftlinienbild kann mit dem normalen durch Aufzeichnen im gleichen Maßstabe und durch Aufeinanderdecken bequem verglichen

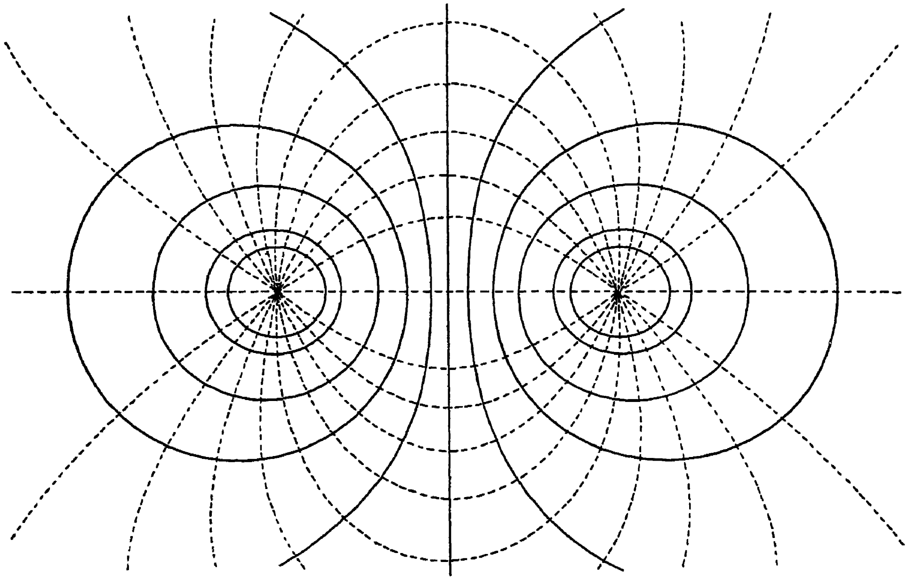


Fig. 2. Verlauf der Potential- und Stromlinien eines von zwei Punktelektroden herrührenden Normalfeldes.

werden. Der Charakter der anormalen Linienausbuchtungen gibt in einfachen Fällen über die Ausdehnung und die Tiefenlage einer Einlagerung ohne weiteres ungefähren Aufschluß.

Will man tiefer in den Mechanismus der Stromverteilung eindringen, empfiehlt es sich, die Verhältnisse an einigen charakteristischen Sonderfällen zu untersuchen, was im Bereiche dieser Felder exakt möglich ist.

d) Durchrechnung einiger Beispiele.

Für eine im allseits unbegrenzten Medium eingelagerte ideale Kugel mit dem Radius a ist das Potential

$$\varphi = -\frac{i_u}{\sigma}x - \frac{\sigma - \sigma'}{2\sigma + \sigma'} \cdot \frac{i_u}{\sigma} \cdot \frac{a^3}{r^3}x, \quad \varphi' = -\frac{i_u}{\sigma}x - \frac{\sigma - \sigma'}{2\sigma + \sigma'} \cdot \frac{i_u}{\sigma}x,$$

wobei sich die mit einem Strich versehenen Symbole auf den Innenraum beziehen und i_u die Stromdichte des ungestörten homogenen Feldes ist[1]). Man würde für den Außenraum den gleichen Wert erhalten, wenn man in das zunächst homogene Stromfeld eine Doppelquelle mit dem Momentbetrage

$$|\mathfrak{m}| \equiv \frac{J \cdot d l}{4 \pi} = \frac{\sigma - \sigma'}{2 \sigma + \sigma'} \cdot \frac{i_u \cdot a^3}{\sigma}$$

hineinbrachte. Diese Gleichungen sind in verschiedener Hinsicht aufschlußreich. Der Faktor r^3 im Nenner des einen Zusatzgliedes verrät, daß die Ausbuchtungen im Potentialflächenbilde, die durch die Kugel hervorgerufen werden, mit der dritten Potenz des Abstandes vom Kugelmittelpunkte abnehmen. Bildet man die Grenzwerte für $\frac{\sigma}{\sigma'} = \infty$ bzw. 0, so zeigt sich, daß die Störungen bei sehr guter Leitfähigkeit der Kugel doppelt so groß sind wie bei sehr schlechter. Dieses unterschiedliche Verhalten gilt allgemein, auch für anders geformte Störungskörper. Da in dem Faktor $\frac{\sigma - \sigma'}{2 \sigma + \sigma'}$ nur das Verhältnis der Leitfähigkeiten eingeht, ist die Form — nicht die Dichte — der Potentialflächen des Außenraumes völlig unabhängig von den absoluten Beträgen der spezifischen Leitfähigkeiten und nur durch dieses Verhältnis gegeben, auf dessen Bedeutung für die Größe der Ausbuchtungen weiter unten eingegangen werden wird.

Die Fig. 3 und 4 zeigen zum Vergleich Potentiallinienbilder in der Erdoberfläche über zwei sehr gut leitenden Einlagerungen, die mittels der Quellsenkmethode und der Theorie der elektrischen Bilder errechnet sind. Die Kontur des kugelähnlichen Störungskörpers ergibt sich samt dem zugehörigen Potentiallinienbilde unter der Annahme einer fiktiven Doppelquelle mit dem Momente $\mathfrak{m}$, deren Potential sich zu dem der beiden wahren Quellen (Punktelektroden) hinzugesellt, aus der Formel

$$\varphi = \frac{J}{4 \pi \sigma} (1 + k_0) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) + \frac{\mathfrak{m}}{\sigma} \left(\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} + k_0 \frac{\partial \frac{1}{r_0}}{\partial x}\right).$$

---

[1]) K. Sundberg, H. Lundberg, J. Eklund, S. 15 a. a. O.; Max Müller, ZS. f. Geophys. 2, 288. 1926, Nr. 7; J. Koenigsberger, a. a. O.; J. N. Hummel, ZS. f. Geophys. 4, 22—27. 1928, Nr. 1; W. Heine, S. 15f. seines Buches, a. a. O.

Der stabformigen Einlagerung, die sich mit ihrer Langsachse in der Stromrichtung x eines homogenen Primarfeldes befindet, liegt eine fiktive Quellsenkstrecke der Lange 2 l zugrunde. Fallt die Mitte dieser Strecke mit dem Nullpunkte des Koordinatensystems zusammen und

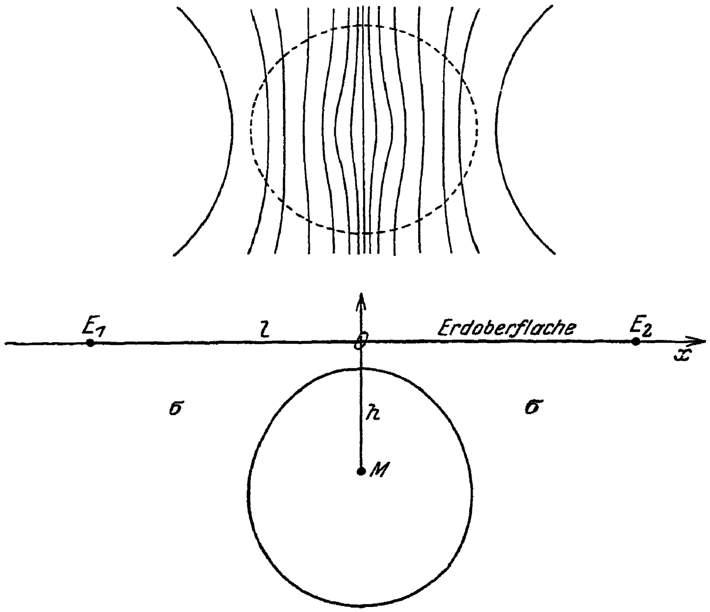


Fig 3. Potentiallinienbild an der Erdoberflache uber einem kugelartigen sehr gut leitenden Storungskorper

ist ihre Quellbelegung der Entfernung vom Nullpunkte proportional, so wird die Potentialverteilung in der Erde vollig exakt durch die Formel

$$\varphi = -\frac{i_u}{\sigma}x \pm \frac{J}{2\pi\sigma l^2}\left[r' - r + x \cdot \ln\frac{x+l+r}{x-l+r'} + k_0\left(r_0' - r_0 + x \cdot \ln\frac{x+l+r_0}{x-l+r_0'}\right)\right]$$

dargestellt, wobei die Abstande von den Endpunkten der Strecke mit r und r′, diejenigen von deren Spiegelbildern mit r_0 und r_0' bezeichnet sind. Die Figuren versinnlichen, welche Bedeutung Form und Lagerung der Einbettungen für die Starke der Feldstorung besitzen.

Geht man von der Potentialverteilung um einen senkrecht zur Richtung des homogenen Primarfeldes liegenden unbegrenzten kreisförmigen Hohlzylinder mit den Radien a und b aus, dessen Innenraum von einer dritten Substanz erfüllt ist, und transformiert in einer zur Zylinderachse senkrechten Schnittebene mittels der Beziehung $w = z + \frac{b^2}{z}$, so erhält

man für den entsprechenden elliptischen Vollzylinder die Gleichungen

$$\varphi = -\frac{i_u}{\sigma}\,\Re\left(z + \frac{a^2 k' + b^2}{a^2 + b^2 k'}\cdot\frac{a^2}{z}\right),$$

$$\varphi' = -\frac{i_u}{\sigma}\cdot\frac{a^2(1 + k')}{a^2 + b^2 k'}\,\Re\left(z + \frac{b^2}{z}\right).$$

$\Re$ bedeutet den reellen Teil. Die zweite Gleichung verrät, daß das

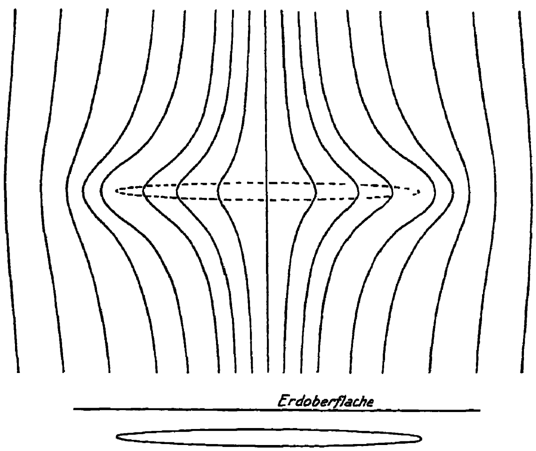


Fig 4 Potentiallinienbild an der Erdoberfläche über einem stabförmigen sehr gut leitenden Störungskörper.

Potential und dementsprechend auch die Stromdichte im Innern des Zylinders homogen sind. Letztere ergibt sich zu

$$\frac{i'}{i_u} = \frac{2}{\left(\frac{\sigma}{\sigma'} + 1\right) + \left(\frac{b}{a}\right)^2\left(\frac{\sigma}{\sigma'} - 1\right)}$$

Ist die Leitfähigkeit der Einlagerung sehr viel größer als die des Muttergesteins, so wird

$$\lim_{\sigma' \to \infty} \frac{i'}{i_u} = \frac{2a^2}{a^2 - b^2}$$

Bezeichnet man das Verhältnis der in der Stromrichtung liegenden zu der senkrecht darauf stehenden Ellipsenachse mit ε, so erhält man anschaulicher

$$\frac{i'}{i_u} = \frac{1 + \varepsilon}{1 + \varepsilon\,\frac{\sigma}{\sigma'}} \quad \text{und} \quad \lim_{\sigma' \to \infty} \frac{i'}{i_u} = 1 + \varepsilon.$$

Wird diese Abhängigkeit in ein Diagramm eingezeichnet, wobei $\frac{i'}{i_u} \equiv v$

auf der Ordinate und $\frac{\sigma'}{\sigma} \equiv u$ auf der Abszisse abgetragen werden, so erhält man für verschiedene Werte von ε die in Fig. 5 wiedergegebenen Kurven. Man erkennt, daß die Stromdichte im Kreiszylinder, d. h. für $\varepsilon = 1$, zunächst annähernd proportional mit dessen Leitfähigkeit, jedoch sehr bald schwächer wächst, um kaum noch zuzunehmen, sobald letztere einen gewissen Wert, etwa das Zehnfache der des Muttergesteins, überschritten hat. Die Kurve nähert sich in diesem Falle asymptotisch dem Grenzwerte 2. Wird ε größer, wächst dieser Wert. Das erste Kurvenstück, das annähernd proportional mit der Leitfähigkeit ansteigt, gewinnt immer mehr an Bedeutung. Wird schließlich die senkrecht zur Stromrichtung liegende Achse unendlich klein, so erhält man für die Stromdichte die Beziehung

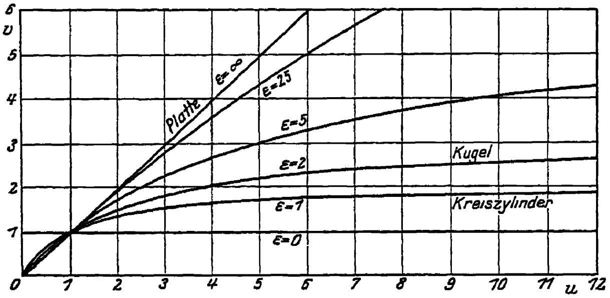


Fig. 5. Abhängigkeit der Stromdichte im Innern eines elliptischen Zylinders von dessen Leitfähigkeit bei verschiedenen Achsenverhältnissen.

$$\lim_{\varepsilon \to \infty} \frac{i'}{i_u} = \frac{\sigma'}{\sigma}.$$

Die Stromdichte in der Platte wächst also proportional mit deren Leitfähigkeit.

Es ergibt sich die für die Praxis wichtige Tatsache, daß die Leitfähigkeit eines in der Stromrichtung langgestreckten besser leitenden Störungskörpers von sehr großer Bedeutung für das Potentiallinienbild an der Oberfläche ist, während sie bei gedrungenen, kugelförmigen oder solchen, die mit ihrer Längsachse gar senkrecht zur Stromrichtung liegen, eine nur geringe Rolle spielt. Sie ist hier völlig belanglos, sobald sie einen gewissen Wert überschritten hat. Bei schlechter leitenden Einlagerungen ist hinsichtlich deren Form und Lagerung das Umgekehrte der Fall.

§ 3. Quantitative Messungen (Widerstandsmethoden).

a) Ermittlung des scheinbaren spez. Widerstandes (Vierpunktmethode).

Zur vollständigen Darstellung des Feldes gehört außer der Form der Potentialflächen auch deren Dichte, die durch quantitative Messungen bestimmt werden muß. Sie ist definitionsgemäß ein Maß

fur den absoluten totalen Potentialabfall, den es zu ermitteln gilt. Soweit es bei der Auffindung von Storungskorpern nur auf Verzerrungen des normalen regelmaßigen Bildes ankommt, genugt fur diese Aufgabe die Bestimmung der Anderung der Liniendichte bzw des relativen Potentialabfalls, die meßtechnisch einfacher ist

Ist aber die Art der Nichthomogenitat des Untergrundes so, daß sie keine Verzerrungen im regelmaßigen Verlaufe der Potentiallinien an der Oberflache hervorruft, so ist das Kennzeichen fur eine Ände-

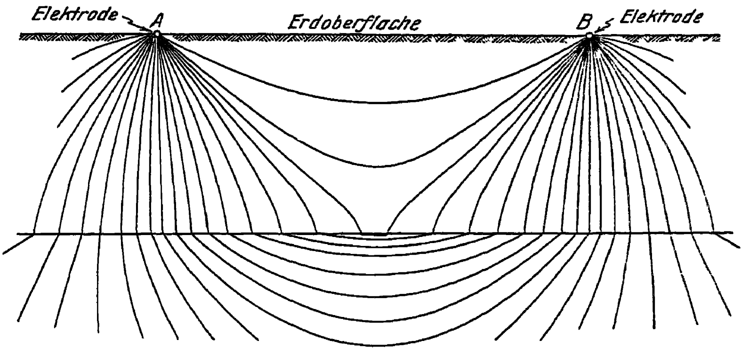


Fig 6 Verlauf der Stromlinien im horizontal geschichteten Untergrunde, falls die untere Schicht funfmal so gut leitet wie die obere

rung des Feldes an der Erdoberflache ausschließlich der Betrag der Potentiallniendichte, der absolute Wert des Potentialabfalls der sich meßtechnisch am besten langs endlicher Strecken ermitteln laßt Auf seine quantitative Bestimmung, die zwar der Anschauung weniger bietet und auch an Einfachheit nicht an die qualitativen Richtungsmessungen heranreicht, grunden sich trotzdem eine Reihe der wichtigsten und zugleich der im Prinzip elegantesten geoelektrischen Aufschließungsmethoden, die fur viele Aufgaben unentbehrlich sind und sich durch große Empfindlichkeit und Tiefenwirkung auszeichnen[1]). Wie stark die Feldstorungen sind, die durch eine nur funfmal besser leitende verdeckte Schicht hervorgerufen werden, versinnlicht Fig. 6, die den Stromlinienverlauf im Untergrunde gibt[2])

Die Theorie der wichtigsten der hierher gehorenden Methoden basiert auf der Ermittlung des durchschnittlichen spezifischen Widerstandes, dessen Betrag im Gegensatze zu dem des Potentialabfalls unabhangig

[1]) Ausgearbeitet wurden sie zuerst von O. H. Gish, W. J. Rooney, Terr. Magn 30, 161—188. 1925, Nr. 4 und von C. und M. Schlumberger, C. R. 186, 445—446. 1929.

[2]) W. Weaver, Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Nr. 121, S. 4, 1928.

von der angelegten Spannung ist. Bei den verschiedenen Meßweisen von denen wir die Wennersche eingangs beschrieben hatten, muß man natürlich uber einem Untergrunde, der im Durchschnitt, d. h. im Verhaltnis zur Ausdehnung des Untersuchungsgebietes, homogen ist, jedesmal denselben Wert fur ϱ erhalten, wenn die Basis a der apparativen Anordnung vergroßert wird. Die Variation von a hat dann nur die Bedeutung einer Kontrolle daruber, daß tatsachlich ein wohldefinierter spezifischer Widerstand existiert. Ändert sich jedoch mit a der für ϱ errechnete Wert, so ist dies ein Beweis dafur, daß der Untergrund eben auch vom m kroskopischen Standpunkte aus nicht mehr als homogen betrachtet werden kann, daß sich Nichthomogenitaten großeren Maßstabes im Untergrunde befinden mussen. Es ist klar, daß die meßtechnische Bestimmung der Änderung von ϱ Ruckschlusse uber die Art solcher Nichthomogenitaten gestattet Bei Benutzung derselben Gleichungen laßt sich namlich rein formal ebenso wie uber vollig oder wenigstens durchschnittlich homogenen Untergrund ein entsprechender Wert an Stelle des spezifischen Widerstandes gewinnen, der aber Schwankungen unterworfen ist und damit seine Bedeutung als spezifischer Widerstand verliert. Diese Große, die nun uberhaupt keinen physikalischen Sinn mehr besitzt, sei richtiger als der „scheinbare spezifische Widerstand" ϱ_s bezeichnet Durch dessen Ermittlung gewinnt man eine geophysikalische Aufschließungsmethode[1]), fur die allerdings die auf den wirklichen spezifischen Widerstand bezuglichen Ableitungen ihre Gultigkeit verlieren, da mit der Annahme eines nichthomogenen Untergrundes die hierfür gultigen Voraussetzungen hinfallig geworden sind. Doch kann diese, nunmehr meist recht verwickelte Funktion in Sonderfallen angegeben werden.

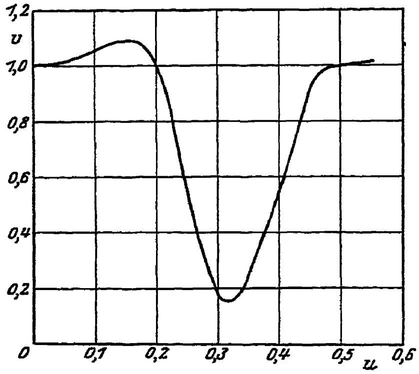


Fig. 7. Der scheinbare spezifische Widerstand als Funktion der Basis uber dem sehr gut leitenden Storungskorper der Fig. 3.

Über dem sehr gut leitenden kugelähnlichen Störungskörper der Fig. 3 erhält man beispielsweise die beistehende Kurve (Fig 7). Diese ist allerdings unter der Annahme einer hier nicht beschriebenen Elektroden- und Sondenanordnung berechnet[2]). Sie zeigt eine recht

[1]) Hierauf hat bereits WENNER, am Schluß seiner Arbeit hingewiesen, a. a. O

[2]) Vgl. J. N. HUMMEL, ZS. f. Geophys. 5, 92. 1929, Nr. 3/4.

ausgepragte Form, was bemerkenswert ist, da die Storungen im entsprechenden Potentiallinienbild (Fig 3) nicht als erheblich angesehen werden konnen.

Es ist ersichtlich, daß diese geoelektrische Methode bei der Auffindung von Storungskörpern gute Dienste zu leisten vermag, zum mindesten von solchen, die wie der betrachtete großes Volumen besitzen Trotzdem ist ihr eigentliches Anwendungsgebiet die Untersuchung des horizontal geschichteten Untergrundes Hier sind die Indikationen mit Rucksicht auf den Umfang der Nichthomogenitat besonders groß und die Deutungsmoglichkeiten wegen der weitgehenden einschrankenden Voraussetzungen uber die Beschaffenheit des Untergrundes leicht. Hier versagen fast alle anderen geoelektrischen Methoden, und gerade solche tektonischen Verhaltnisse sind in der Natur haufig anzutreffen, ihre Klarung ist von der großten Wichtigkeit.

Ist der homogene Untergrund von zwei planparallelen Schichten beliebiger Leitfahigkeit und beliebiger Dicke uberdeckt, so sind im ganzen vier Schichten vorhanden, deren oberste, die Lufthulle, wieder die Leitfahigkeit $\sigma_0 = 0$ besitzt Alle Symbole, die sich auf die neu hinzugekommene unterste Schicht beziehen, seien mit dem Index 2 versehen, der entsprechende Faktor $\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = k_1$ gesetzt, wahrend der Mittelpunkt des Koordinatensystems mit einer der beiden Punktelektroden zusammenfallen soll Mit Hilfe des beschriebenen Spiegelungsverfahrens ergibt sich dann der scheinbare spezifische Widerstand, bezogen auf den wirklichen spezifischen Widerstand der obersten Erdschicht, zu

$$
\begin{aligned}
\frac{\varrho_s}{\varrho} = 1 + 4 \sum_{n=0}^{\infty} k^{n+1} & \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[2\,(n+1)\,\frac{h}{a}\right]^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left[2\,(n+1)\,\frac{h}{a}\right]^2}} \right\} \\
& + 4\,(1 - k^2)\,k_1 \sum_{n=0}^{\infty} (n+1)\,k^n \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[2\,\frac{h_1}{a} + 2\,(n+1)\,\frac{h}{a}\right]^2}} \right. \\
& \qquad \left. - \frac{1}{\sqrt{4 + \left[2\,\frac{h_1}{a} + 2\,(n+1)\,\frac{h}{a}\right]^2}} \right\} \\
& + 4\,(1 - k^2)\,k_1^2 \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{n\,(n+1)}{2}\,(1 - k^2) - (n+1)\,k^2\right] k^{n-1} \\
& \qquad \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[4\,\frac{h_1}{a} + 2\,(n+1)\,\frac{h}{a}\right]^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left[4\,\frac{h_1}{a} + 2\,(n+1)\,\frac{h}{a}\right]^2}} \right\}
\end{aligned}
$$

$$+ 4\,(1-k^2)\,k_1^3 \sum_{n=0}^{\infty} \Big[\sum_{m=0}^{n} \frac{(m-1)\,m}{2} (1-k^2)^2$$

$$- n\,(n+1)\,(1-k^2)\,k^2 + (n+1)\,k^4 \Big]\, k^{n-2}.$$

$$\cdot \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[6\frac{h_1}{a} + 2\,(n+1)\frac{h}{a}\right]^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left[6\frac{h_1}{a} + 2\,(n+1)\frac{h}{a}\right]^2}} \right\}$$

$$+ \;\ldots\ldots$$

Der scheinbare spezifische Widerstand als Funktion der Basis a ist unter diesen Bedingungen vollig unabhangig von der ortlichen Aufstellung der gesamten Erreger- und Meßapparatur und allein noch durch die Anderung des wirklichen spezifischen Widerstandes mit der Tiefe bestimmt. Trägt man das Verhaltnis $\frac{\varrho_s}{\varrho} \equiv v$ als Funktion von $\frac{a}{h} \equiv u$ fur verschiedene Werte von ϱ_1 und ϱ_2 graphisch auf, so erhalt man Kurven, fur die Beispiele in den Fig 8a—d gegeben sind Durch die Wahl dieser Koordinaten tragen die Kurven universellen Charakter und sind von dem spezifischen Widerstande ϱ des obersten Bodens und der Dicke h der obersten Schicht unabhangig Bei einer Analyse der aufgenommenen Kurven sind h und ϱ dementsprechend aus dem universellen Maßstabe zu entnehmen, den es zu ermitteln gilt Die anderen Unbekannten, die Schichtdicken h_n und die spezifischen Widerstande ϱ_n, gehen aus dem eigentumlichen Verlaufe der Kurven hervor Samtliche Kurven beginnen im Punkte $u = 0$, $v = 1$ Der scheinbare spezifische Widerstand stimmt also bei sehr kleiner Basis mit dem wirklichen spezifischen Widerstande der obersten Bodenschicht uberein. Da der erste Differentialquotient in diesem Punkte ebenfalls Null wird, verlauft das erste Kurvenstuck der Abszisse parallel. Man erhalt auch bei endlicher Basis a fur den scheinbaren spezifischen Widerstand zunachst einen Wert, der sich nur wenig von dem wirklichen der oberen Schicht unterscheidet.

Wird der Quotient $\frac{a}{h}$ sehr groß, so stimmt der Kurvenverlauf mit demjenigen überein, den man erhielte, wenn die beiden Überdeckungsschichten durch eine einzige ersetzt wurden, deren Widerstand sich durch Anwendung der Kirchhoffschen Regeln auf ein verzweigtes Leitersystem mit parallel geschalteten Schichtwiderständen ergibt. Die mittels des durchschnittlichen Widerstandes errechneten Kurven sind Schmiegungskurven (in den Figuren gestrichelt gezeichnet), mit deren Hilfe sich die wirkliche Kurve durch graphische Interpolation gewinnen

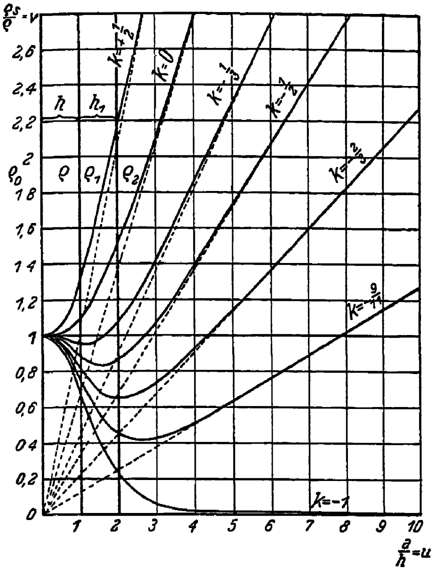


Fig. 8a. Der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes bei nicht leitendem Untergrund ($\varrho_2 = \infty$) und wechselndem Widerstandsverhaltnis der beiden Bedeckungsschichten

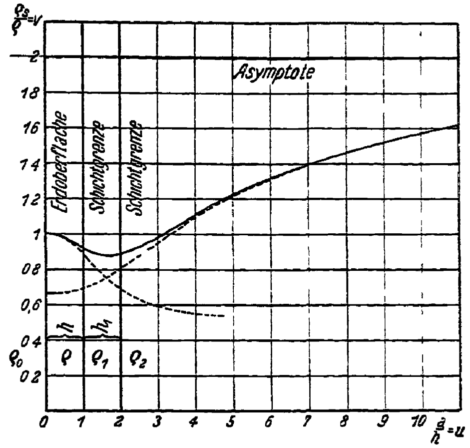


Fig 8b Der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes fur den Fall $h_1 = h$ und $\varrho_0 : \varrho : \varrho_1 : \varrho_2 = \infty : 1 : 0{,}5 : 2$.

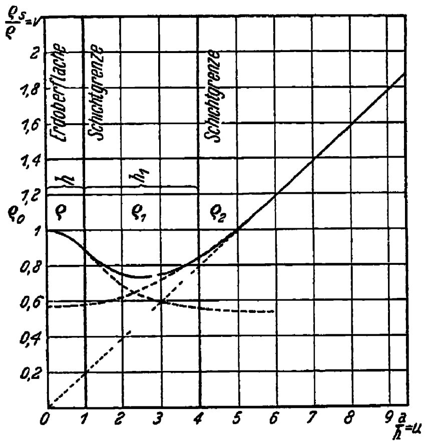


Fig. 8c Der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes fur den Fall $h_1 = 3\,h$ und $\varrho_0 : \varrho : \varrho_1 : \varrho_2 = \infty : 1 : 0{,}5 : \infty$.

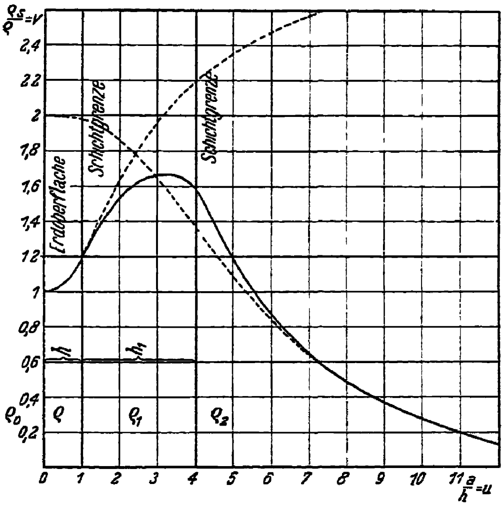


Fig. 8d Der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes für den Fall $h_1 = 3\,h$ und $\varrho_0 : \varrho : \varrho_1 : \varrho_2 = \infty : 1 : 3 : 0$.

laßt Dieser Weg besitzt Bedeutung, wenn man es mit mehr als zwei Bedeckungsschichten im Untergrunde zu tun hat, weil dann die direkte Berechnung uberaus umstandlich wird.

Da bei der Ermittlung der Kurvenfortsetzung mehrere Schichtbedeckungen an der Oberflache durch eine einzige mit dem entsprechenden durchschnittlichen Widerstand ersetzt werden konnen, ist der Verlauf der Kurven in genugender Entfernung vom Anfangspunkt fast ganz unabhangig von der speziellen Beschaffenheit dieser Schichten Die ganze oberste Schichtenfolge geht dort nur noch mit ihren durchschnittlichen Eigenschaften ein. Diese Tatsache verleiht dem Verfahren eine durch nichts begrenzte Tiefenwirkung Die Erscheinung der Abschirmung durch gute oder schlechte Leiter, die bei allen anderen geoelektrischen Methoden von großer Bedeutung ist und den Wirkungsradius bei quasistationaren und elektrodynamischen Vorgangen eng begrenzt kommt bei diesem Aufschließungsverfahren in Fortfall. Aus diesem Grunde setzt es uns in den Stand, Kunde aus dem Erdinnern zu erlangen[1]).

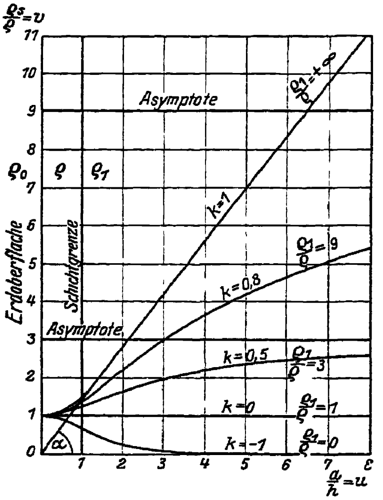


Fig 9. Der scheinbare spezifische Widerstand uber einer einzigen Schichtbedeckung bei wechseln dem Widerstandsverhaltnis

Ist nur eine einzige Bedeckungsschicht vorhanden, wird also $\sigma_1 = \sigma_2$ bzw $k_1 = 0$, so bleibt in der Gleichung nur noch die erste Summe bestehen. Die entsprechenden Kurven sind fur verschiedene Leitfahigkeitsverhaltnisse in der Fig. 9 aufgezeichnet.

In dem Grenzfalle $k = +1$ laßt sich der Kurvengleichung die Form

$$v = 1 + 2\sum_{n=0}^{\infty}\left[\frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{2(n+1)}{u}\right]^2}} - \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{2n+1}{u}\right)^2}}\right] + 2u \cdot \ln 2$$

geben, aus der man fur große Werte von u

$$\lim_{u \to \infty} v = 2u \cdot \ln 2 \equiv u \cdot 1{,}386295\,\ldots$$

[1]) C. und M. Schlumberger, Electrical studies of the Earth's crust at great depths. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Nr. 315, 1930.

erhält. Die Asymptote ist eine durch den Nullpunkt gehende Gerade mit dem Neigungswinkel tg $\alpha = 1{,}386295\ldots$ Ein noch steilerer Anstieg deutet auf Schichtneigungen hin.

Das Anwendungsgebiet der Methoden, die sich auf die quantitative Messung des absoluten Potentialabfalls gründen, unterscheidet sich grundsätzlich von demjenigen der Methoden, bei denen der Niveaulinienverlauf ermittelt wird. Der Unterschied kann prägnant so formuliert werden: Für das Anwendungsgebiet der Potentiallinienmethoden ist die Form und Lagerung, für dasjenige der Vierpunktmethode das Volumen der Nichthomogenitäten ausschlaggebend.

b) Messung des Widerstandes.

Aus der Potentialdifferenz zwischen den beiden Elektroden und aus dem durch den Boden gesandten Strom, die beide der Messung zugänglich sind, ist der Absolutwert des gesamten Widerstandes nach dem Ohmschen Gesetz quantitativ zu entnehmen. Allerdings erweist sich dieser Wert bei einem nach drei Dimensionen unbegrenzten Leiter als nahezu unabhängig vom Elektrodenabstand, was sich daraus erklärt, daß sich mit einer Änderung dieses Abstandes zugleich der Stromquerschnitt im umgekehrten Sinne und im entsprechenden Maße ändert. Der Widerstand hängt bei größerem Elektrodenabstande ausschließlich von der Elektrodenform und -eintauchtiefe, also von dem Widerstande in unmittelbarer Nähe der Elektroden ab. Dieser „Übergangswiderstand“ beträgt beispielsweise bei halbkugelförmigen Elektroden mit den Radien a und b, deren Schnittflächen in der Erdoberfläche liegen,

$$W = \frac{J}{2\pi\sigma}\left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right)^{1)}.$$

Da der Untergrund zudem niemals völlig homogen ist, bleibt der Übergangswiderstand nicht einmal bei gleicher Elektrodenform und -eintauchtiefe konstant, sondern schwankt von Ort zu Ort.

Es ist einleuchtend, daß Nichthomogenitäten im leitenden Halbraume, die von jeder der beiden Elektroden genügenden Abstand besitzen, den Gesamtwiderstand kaum verändern können, weshalb dessen Betrag nicht den gewünschten Aufschluß zu geben vermag. Es liegt dies aber auch durchaus im Wesen der geoelektrischen Aufschließungsverfahren, die normalerweise die Detailkenntnis eines ausgedehnten Raumfeldes erfordern. Diese kann aus den Meßgrößen der Erregerapparatur nicht entnommen werden, da die örtlichen Anomalien des Raumfeldes keine

[1]) Für andere Verhältnisse ist er von R. RÜDENBERG berechnet worden. Vgl. Elektrot. Zt. **46**, 1342—1346. 1925, Nr. 36.

erhebliche Ruckwirkung auf die dort auftretenden konzentrierten Felder ausuben. Deshalb fallt denn diese Methode, bei der man auf eine besondere Aufnahmeapparatur verzichtet, auch aus dem Rahmen der typischen Geoelektrik heraus, und ist nur dann anwendbar, wenn die allgemeinen Voraussetzungen fallen, daß man es mit dem leitenden Halbraume zu tun hat, und daß die zu erforschenden Partien vollig unzugänglich sind. Dies kann in Sonderfallen wohl zutreffen. An Erzgängen im nichtleitenden Muttergestein, an Laugenflussen im Salzbergbau konnen, wenn diese Leiter zutage treten oder an einen Stollen grenzen, absolute Widerstandsmessungen vorgenommen werden, indem ihnen mittels Elektroden Strom unmittelbar zugefuhrt wird[1]). Unter solchen Bedingungen ist durch die Bestimmung des Widerstandes bequem festzustellen, ob die zuganglichen Teile der Leiter verborgene Verbindungen besitzen und daher zusammengehoren Eine Unterbrechung durch sehr schlecht leitendes Gestein fugt zu dem nunmehr geringen Übergangswiderstand noch den der schlecht leitenden Unterbrechungsstelle und vergroßert den Gesamtwiderstand uber den Bereich der Schwankungen des Übergangswiderstandes hinaus ganz erheblich.

Drittes Kapitel.

Quasistationäre Vorgänge (Wechselstrommethoden).

§ 1. Induktions- und Verschiebungsstrome.

Hat man es im Untergrunde nicht mehr mit stationären Stromen zu tun, aber doch mit solchen, die in jedem Zeitmomente als stationar betrachtet werden können, so treten zu den Grundgleichungen in der fur stationare Felder gültigen Form zwar die Glieder $\mathfrak{D}$ und $\mathfrak{B}$ hinzu, die Integration der Gleichungen kann aber so erfolgen, als ob die Strome vollig stationär wären. Sind diese „quasistationaren" Strome geschlossen, so ist das Glied $\mathfrak{D}$ noch zu vernachlassigen. Sind sie sehr langsam veränderlich, so stimmen darüber hinaus die Felder mit den entsprechenden unveranderlichen, von denen bisher die Rede war, nahezu uberein, da dann das neu hinzutretende Glied nur einen geringen Betrag besitzt. Fur jedes einzelne Zeitmoment behalten in diesem Falle die bisherigen Entwicklungen und Gleichungen grundsatzlich ihre Gültigkeit, indem an diese lediglich Korrektionen anzubringen sind.

Die physikalischen Erscheinungen, die dem neu hinzutretenden mathematischen Additionsgliede $\mathfrak{B}$ entsprechen, werden zusammen-

[1]) H. Hunkel, Kali 20, 1926; J. Koenigsberger, Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Nr. 129, 1928.

fassend als elektromotorische Induktion bezeichnet Die entstehenden Induktionsstrome, deren Starke nunmehr auch von der Permeabilitat μ abhangt, besitzen fur die geoelektrischen Verfahren eine dreifache Bedeutung: Erstens uberlagern sie sich den galvanischen Stromen und bedingen eine Abanderung der translatorischen Stromfelder. Dem bisherigen wirbelfreien Potentialfelde uberlagert sich ein potentialfreies Wirbelfeld Zweitens lassen sie sich fur Meßzwecke dienstbar machen. Das Telephon sowie die Hilfsmittel der Verstarkertechnik benutzen beispielsweise die Induktionswirkungen. Drittens kann das Feld im Untergrunde unter Verzicht auf galvanische Zufuhrung uber Elektroden ausschließlich auf induktivem Wege erzeugt werden, worauf sich wesentlich neue Aufschließungsmethoden grunden. Die elektromotorische Induktion fuhrt also zu drei grundverschiedenen Wirkungen Zu einer Komplikation der bisherigen, relativ einfachen Theorie der Stromverteilung, zu einer neuen Meßtechnik und zu einer neuen Art der Felderzeugung. Wahrend die letzten beiden Momente als Vorzuge zu werten sind, ist die Erschwerung der theoretischen Behandlung und damit der Auswertung der Meßergebnisse ein Nachteil, der fast allen Aufschließungsmethoden anhaftet, bei denen quasistationare Felder erzeugt werden.

Die zeitliche Änderung der der Felderzeugung dienenden Spannung bringt es mit sich, daß sich auch alle anderen Faktoren, die elektrische Feldstarke, die magnetische Feldstarke, die Stromstarke und der Stromverlauf mit der Zeit andern Ist diese Anderung eine periodische bestimmter Frequenz, so andern sich alle diese Erscheinungen in gleicher Weise periodisch mit der Zeit, was zu ihrer Charakterisierung durch die Phase fuhrt[1]) Die Messung dieses neuen Bestimmungsstuckes ist im allgemeinen erforderlich, wodurch zwar die Ausfuhrung der Untersuchung erschwert, auf der anderen Seite aber eine neue Auswertungsquelle gewonnen wird, die grundsatzlich weitergehende Aufschlußmoglichkeiten bietet.

Die quasistationaren Felder, die mit Rucksicht auf die Wechselwirkungen zwischen dem Strome und seinem magnetischen Felde einen verwickelten Charakter besitzen, lassen sich durch den folgenden Entstehungsprozeß in anschaulicher Weise zergliedern. Das magnetische Primärfeld erzeugt sekundare elektrische Spannungen und entsprechende Sekundärströme, die ihrerseits wieder von einem magnetischen Sekundarfelde begleitet sind, das tertiäre Spannungen erzeugt, und so fort. Die tatsachlichen

---

[1]) Auf die Bedeutung der Phase für geoelektrische Untersuchungen hat als erster W. HEINE, Phys. ZS. 27, 219—224. 1926, Nr. 8, hingewiesen.

Feldvektoren in jedem Punkte lassen sich als Resultanten aus einer Anzahl Komponenten verschiedener Entstehungsursachen zusammengesetzt denken. Dies gilt für das elektrische Spannungs- und Strömungsfeld genau so wie für das Magnetfeld. Während der Zustand der entsprechenden stationären Felder in jedem Punkte durch einen bestimmten Vektor, also durch drei Bestimmungsstücke vollständig definiert ist, hat man es jetzt mit einem mit der Zeit veränderlichen Vektor zu tun, zu dessen Definition in jedem Zeitpunkte allein schon drei Bestimmungsstücke erforderlich sind.

Bei sinusförmiger Primärspannung unterliegt jede irgendwie entstandene Feldkomponente ebenfalls einer sinusförmigen Änderung, weshalb sich eine solche Komponente in zwei um 90° gegeneinander verschobene Komponenten zerlegen läßt, die als die reelle und die imaginäre bezeichnet seien und deren Wahl zunächst noch willkürlich ist. Da man jeden Feldanteil in dieser Weise zerlegen kann, ist auch der totale Feldvektor in jedem Punkte durch eine reelle und eine imaginäre Komponente darstellbar, weshalb er notwendigerweise eine Ellipse beschreiben muß[1]). Am nächstliegenden ist es, die Phase der reellen Komponente mit derjenigen des Primärstromes zusammenfallen zu lassen. Sind die Richtungen beider Komponenten und ihre Amplituden als Funktion der Zeit gegeben, so ist das Feld bekannt.

Derartige Felder bezeichnet man als elliptisch polarisiert und die Ebene der Feldellipse als Polarisationsebene. Zur Festlegung des Vektors kommen zweckmäßig entweder je drei Bestimmungsstücke der reellen und der imaginären Komponente oder aber zwei zur Festlegung der Polarisationsebene und vier weitere für den innerhalb dieser Ebene variabelen Vektor in Frage, im ganzen jedenfalls sechs Bestimmungsstücke. In der Praxis begnügt man sich meist mit einer teilweisen Bestimmung.

Der Umstand, daß das Magnetfeld des Stromes nicht mehr konstant ist, vielmehr den Charakter eines Wechselfeldes besitzt, macht eine Trennung des künstlichen magnetischen Feldes von dem statischen natürlichen Erdfelde möglich und gestattet zugleich eine empfindliche Vermessung, die auf den Induktionswirkungen des Feldes beruht. Man bedient sich hierzu einer einem Erdinduktor ähnlichen flachen

[1]) Der allgemeine Charakter solcher Fehler ist im Hinblick auf die Geoelektrik behandelt von TH. ZUSCHLAG, Engg. Min. Journ. **123**, 327—329. 1927; R. AMBRONN, GERLANDS Beitr. **19**, 5—58. 1928, Nr. 1; K. SUNDBERG, A. NORDSTROM, Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Nr. 122, 1928; W. GEYGER, Arch. f. Elektrot. **23**, 109—118. 1929, Nr. 1.

Drahtspule, eines „Rahmens", der uber ein Meßinstrument kurzgeschlossen bzw. zunachst an ein Elektronenrelais gelegt ist Die Große der im Rahmen induzierten Spannung ist durch die Beziehung

$$E = -\frac{\mu}{c} \cdot \frac{d}{dt} \int \mathfrak{H}_\nu \, d f$$

oder bei sinusformigem Wechselstrom annahernd durch

$$E = -\frac{\mu}{c} \omega n F \mathfrak{H}_\nu \cos \omega t$$

gegeben Sie hangt also von der Kreisfrequenz ω, der Windungsflache $n \cdot F$ und der Stellung des Rahmens zu der magnetischen Kraftlinienrichtung ab, da nur die Projektion von $\mathfrak{H}$ auf die Windungsflachennormale ν zur Geltung kommt. Der Widerstand der Selbstinduktion kann durch geeignete Wicklung klein gehalten und durch eine in den Kreis gelegte Kapazitat ganz kompensiert werden, indem der Kreis auf die Frequenz des verwandten Wechselstromes abgestimmt wird

Die Induktoinsstrome besitzen eine besondere Bedeutung fur die Tiefenreichweite aller hierher gehorenden Verfahren wie sich durch eine Analogie anschaulich machen laßt Schreibt man namlich die Beziehung zwischen den elektrischen Großen eines geschlossenen linearen quasistationaren Stromes in der Form

$$E - W J - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{d(L J)}{dt} = 0,$$

die gleichsam das auf Wechselstrome erweiterte Ohmsche Gesetz darstellt, so gestattet sie eine Parallele zu mechanischen Vorgangen, wenn man das erste Glied als treibende Kraft, das zweite als Reibungskraft, das dritte als Tragheitswiderstand auffaßt. Wir hatten es demnach im ersten Kapitel mit „tragheitslosen" Vorgangen zu tun, wahrend nunmehr die elektromagnetische Tragheit, die als Skin-Effekt, Abschirmung usw. in Erscheinung tritt, eine wesentliche Rolle spielt. Und, wie sich in der Mechanik die Nachbarschaft eines bewegten Korpers infolge ihrer Tragheit nur widerstrebend an der Bewegung beteiligt so zieht sich hier die elektrokinetische Energie im leitenden Medium infolge der Induktion auf ein begrenztes Gebiet zwischen den angelegten Spannungen zusammen. Da diese letzten von der Erdoberflache her erzeugt werden, verringert sich mit Zunahme der Induktion bzw. Frequenz die Reichweite der Raumfelder und damit die Tiefenwirkung der Wechselstrommethoden[1]).

[1]) Vgl. hierzu die Ausführungen von E. Pautsch, Gerlands Beitr. 20, 90ff., 1928.

Sind die Strome offen, so ist noch das Glied $\mathfrak{D} = \varepsilon \frac{d\mathfrak{E}}{dt}$ der Maxwellschen Gleichungen zu berucksichtigen, worauf sich Methoden grunden, die die Bestimmung von ε zum Ziele haben. Die entsprechende neu auftretende physikalische Erscheinung ist die der Verschiebungsströme, die die Überbruckung kapazitiver Widerstande gestattet und zur Verwendung abgestimmter Schwingkreise fuhrt.

§ 2. Mittels Elektroden erzeugte Felder (Galvanische Methoden).

a) Das elektromagnetische Feld.

Da das quasistationare Feld in jedem Augenblick als stationar betrachtet werden kann, liegt es nahe, ein derartiges Feld mit ganz ahnlichen Mitteln wie das stationare zu erzeugen, indem man nur statt einer Gleichspannung eine einphasische Wechselspannung an die Elektroden legt. Dann eroffnet sich die Moglichkeit, neben dem Stromfelde auch dessen Magnetfeld zu vermessen, das in der Regel weitergehende Aufschlusse zu liefern vermag[1]).

Eine Eigentümlichkeit dieser Art der Felderzeugung ist es, daß von der Erregerapparatur schon unmittelbar ein ausgedehntes magnetisches Raumfeld unbeabsichtigerweise erzeugt wird, das sich bei allen hierbei entwickelten Meßweisen storend geltend macht. Dieses Feld ruhrt von den Speiseleitungen her und liefert einen betrachtlichen Beitrag zum gesamten Magnetfelde, da der Leitungsstrom ebenso stark wie der ganze durch den Boden fließende Ruckstrom ist. Deshalb erweist es sich bei dieser Methode als notwendig, die Wirkung der Zuleitung zu berucksichtigen oder noch besser, durch besondere Vorkehrungen zu beseitigen. Die verschiedenen Wege, diesem Ziele nahe zu kommen, haben zur Entwicklung zahlreicher Spielarten gefuhrt.

Jedoch selbst abgesehen von diesem unerwünschten Feldanteile führen die Induktionen des primären Erdfeldes allein schon zu Komplikationen, die die sonst relativ einfache Beschaffenheit der Potentialfelder zerstoren und die Vornahme der Messung wie auch die Auswertung der Meßergebnisse erschweren. Nur durch Verwendung geringer Frequenz ist es möglich, die induktive Wirkung soweit herabzudrucken bzw. das Wirbelfeld soweit zu beseitigen, daß die Schwingungsellipsen im ganzen Meßbereiche sehr schmal werden und sich einer Geraden

---

[1]) Bezüglich der Beschaffenheit solcher Felder vgl. M. Reich, F. Fischer, ZS. f. Phys. 32, 326—332. 1925, Nr. 5; R. Kuhnhold, Dissertation Gottingen 1926; H. Fricke, Dissertation Gottingen 1929; S. S. Stefanescu, Institutul geologic al Romanici. Studii technice si economice 14, Fasc. 1. Bukarest 1929; H. v. Ludwiger, Dissertation Gottingen 1930.

nahern. Es bildet sich in diesem Falle ein nahezu lineares Wechselfeld aus, und man kann durch Einfuhrung von Effektivwerten von der Berücksichtigung der Phase Abstand nehmen. Es ist leicht einzusehen, daß dann ganz ahnliche Meßmethoden Anwendung finden und ahnliche Theorien Gultigkeit besitzen konnen, wie diejenigen, die wir im vorhergehenden Kapitel entwickelt haben An die Stelle zeitlich konstanter Werte treten lediglich die konstanten Effektivwerte einer gewissen Zeitspanne. Dem haben die verwandten Meßinstrumente naturlich Rechnung zu tragen.

Dieser Zustand, der eine Vernachlassigung des Wirbelfeldes gestattet, ist verhaltnismaßig bald erreicht, soweit nur die geringen Induktionen der einzelnen Stromfaden des Erdstromes aufeinander die Erscheinungen im Meßbereiche beeinflussen. Er ist dagegen selbst bei geringen Frequenzen praktisch kaum zu erzielen, solange die starke Induktionswirkung der Zuleitungen nicht auf irgendeine Weise herabgedruckt werden kann, deren Einfluß zudem auch die Symmetrie des magnetischen Feldes stort und die aufschlußreichen Anomalien der Felder verwischt. Von der Moglichkeit, die unverdrillten Teile der Speiseleitungen durch Metallrohr zu fuhren und somit den Außenraum abzuschirmen, ist wohl in der Praxis bislang kein Gebrauch gemacht worden Man hat vielmehr, um das Feld der Leitungen moglichst weitgehend auszuschalten oder wenigstens leicht berucksichtigen zu konnen, besondere Methoden der Elektrodenanordnung und der Stromzufuhrung ersonnen.

Es haben sich hauptsachlich zwei neue Anordnungstypen eingeburgert Zunachst eine, die der schon beschriebenen ahnlich ist, bei der aber die beiden Punktelektroden nur geringen Abstand, weniger als 100 m, voneinander besitzen[1]). In diesem Falle findet die Vermessung des Feldes auf der Verlangerung der Elektroden statt, wo die Wirkung der Speiseleitungen nicht erheblich zur Geltung kommt. Ferner hat sich die Anwendung von zwei parallelen blankdrähtigen Linienelektroden bewahrt, deren Lange je nach den Umstanden 300 m bis 1,5 km betragt, und deren Abstand etwa gleich der jeweiligen Länge gemacht wird[2]). Bei ihnen ist das normale Bild der Potentiallinien, die in genugender Entfernung von den Randern den Elektroden parallel laufen, besonders einfach. Infolgedessen sind Verzerrungen leicht zu erkennen. Die Zuleitungen konnen bequem außen herum in genügender

---

[1]) R Krahmann, Die Anwendbarkeit der geophysikalischen Lagerstättenuntersuchungsverfahren, insbesondere der elektrischen und magnetischen Methoden, Halle a. S. 1926, S. 9.

[2]) H. Lundberg, H. Nathorst, D. R. P. Nr. 328835, 4. Dez. 1918.

Entfernung von dem Meßgebiet verlegt werden. Der nicht geringe Nachteil dieser Elektroden liegt in der Gefahr ungleichen Übergangswiderstandes begründet. Da nämlich bei der Verteilung des Stromes der Widerstand an den Elektroden mit dem größten Gewicht eingeht, können hier Ungleichheiten zu Verzerrungen führen, die leicht zu Mißdeutungen Anlaß geben. Um dem zu begegnen, werden die Linienelektroden durch eine Reihe linear angeordneter Punktelektroden ersetzt. Die Gleichungen für die entsprechenden Normalfelder sind bekannt[1]).

Bei Benutzung der zuerst beschriebenen Elektrodenanordnung, bei der die Messung zwischen zwei weit auseinander liegenden Punktelektroden stattfindet, liegen die Zuleitungen am besten auf der Verbindungslinie, wobei wenigstens die geometrische Symmetrie gewahrt bleibt und eine Berechnung des Magnetfeldes des Leitungsstromes möglich ist. Dessen vollständige Ausschaltung am jeweiligen Meßpunkte ist durch Verzweigung der Leitung und passende Wahl der Leitungswiderstände möglich, indem dann zwei Felder entstehen, die sich stellenweise aufheben können[2]).

b) Untersuchung des elektrischen Feldes (Sondenmethoden).

Das Stromfeld an der Erdoberfläche ist verhältnismäßig einfach, weil die Stromfäden in dieser Fläche verlaufen und im Zusammenhang damit auch die Polarisationsebene des Stromvektors mit der Oberfläche zusammenfallen muß. Während im allgemeinen sechs Bestimmungsstücke zur Beschreibung des elektrischen Zustandes in jedem Punkte erforderlich sind, genügen hier drei, d. h. nur eins mehr als beim entsprechenden stationären Felde. Das Verhältnis zwischen den Ellipsengrößen und der Feldstärke möge an Hand der Fig. 10 untersucht werden[3]).

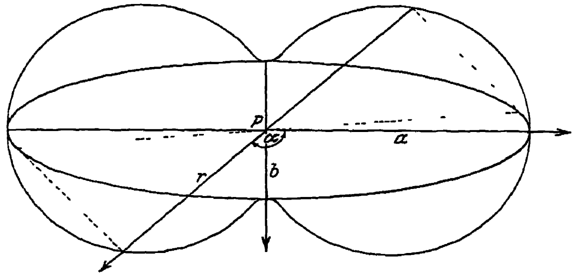


Fig. 10. Spannungsverhältnisse im elliptisch polarisierten Stromfelde.

[1]) A. Petrowsky, Bull. Inst. Prakt. Geophys. 3, 39—63. 1927, Leningrad; W. Heine, S. 13f. seines Buches, a. a. O.

[2]) H. Haalck, ZS. f. Geophys. 4, 405—413. 1928, Nr. 7/8; 5, 37—46. 1929, Nr. 1.

[3]) R. Ambronn, Gerlands Beitr. 19, 25. 1928, Fig. 5. Vgl. auch Fig. 5 auf S. 116 der Arbeit von W. Geyger, a. a. O.

P sei der Meßpunkt, wo die feste Sonde in den Boden gesteckt wird, r die Richtung der Sondenverbindung. Der Spannungsvektor überstreicht in der ebenen Erdoberfläche eine Ellipse, deren große Achse 2a und deren kleine 2b seien. Seine Projektion in der Sondenleitung führt derweil eine reine Sinusschwingung aus. Ist das projezierende Lot Tangente an die Ellipse, so ist die Projektion am größten und daher gleich der maximalen Spannungsamplitude in der Sondenleitung. Der in diesem Zeitpunkte projezierte Spannungsvektor bestimmt die Phase in der Sondenleitung. Ist ψ der Phasenwinkel und α der räumliche Winkel, den die Sondenleitung mit der Spannungsamplitude bildet, so ist

$$\alpha = \frac{a \cdot b}{\sqrt{a^2 \sin^2 \psi + b^2 \cos^2 \psi}}.$$

Wird α variiert, so beschreibt die Amplitude in der Sondenleitung eine Kurve vierten Grades, die das Analogon zu den beiden Kreisen der Fig. 1 ist und im Grenzfalle $b = 0$ auch in diese übergeht. Ist γ der Winkel, den der totale Vektor mit der großen Ellipsenachse bildet, so ist die Phase ψ mit den beiden Neigungswinkeln α und γ durch die Beziehungen

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{b}{a} \operatorname{tg} \psi \quad \text{und} \quad \operatorname{tg} \gamma = \frac{b}{a} \operatorname{tg} \psi$$

verbunden.

Das elektrische Stromfeld ist demnach kein lineares Wechselfeld, sondern ein elliptisches Drehfeld. Im Zusammenhang damit wechselt das Stromlinienbild innerhalb einer Periode dauernd sein Aussehen, so daß von bestimmten Stromlinien schlechthin nicht mehr die Rede sein kann. Da aber trotz ausgeprägter Elliptizität auch bei höheren Frequenzen die quasistationären Felder in jedem Momente als stationär betrachtet werden können, läßt sich wenigstens für jeden Zeitpunkt noch ein bestimmtes Stromfeld ermitteln. Auf die Ermittlung der Schwingungsellipsen oder der „Momentanfelder“ gründen sich Aufschließungsmethoden, die neben einer vollständigen exakten Vermessung grundsätzlich weitergehende Aufschlußmöglichkeiten bieten.

Um die Abhängigkeit der Ellipsenform und -lage von der Beschaffenheit des Untergrundes wenigstens qualitativ beurteilen zu können, seien die Verhältnisse in benachbarten Stromfäden untersucht, und zwar sei von zwei unmittelbar benachbarten Strombahnen des translatorischen Feldes ausgegangen, von denen wir aber vorläufig annehmen wollen, daß sie gegeneinander isoliert seien. Sieht man zunächst von der gegen-

seitigen Induktion der Stromfaden untereinander ab, so gilt fur die Phase ψ_1 des Stromes J_1, bezogen auf die angelegte Spannung, die bekannte Beziehung

$$\operatorname{tg} \psi_1 = \frac{\omega L_1}{W_1},$$

wenn L_1 die Selbstinduktion und W_1 der Ohmsche Widerstand sind. Fur den zweiten Stromfaden entspricht dem die Gleichung

$$\operatorname{tg} \psi_2 = \frac{\omega L_2}{W_2}.$$

Im homogenen Medium, wo W_1 nur wenig von W_2, und L_1 nur wenig von L_2 verschieden sind, wird die Phase jeder Stromlinie fast den gleichen Betrag besitzen, so daß zwischen den einzelnen Faden nur eine minimale Phasenverschiebung vorhanden sein kann. Bleibt noch die gegenseitige Induktion der Stromfaden untereinander, die eine entsprechend geringe Änderung der Phase bedingt. Die über homogenem Untergrunde auftretenden Phasenverschiebungen sind denn auch sogar bei guter Leitfähigkeit des Erdreiches und bei hoheren Frequenzen so gering, daß sie bei der Vermessung des Feldes praktisch vollig vernachlassigt werden konnen. Anders im nichthomogenen Medium, wo $W_1 \neq W_2$ ist. Hier konnen merkliche Phasenverschiebungen auftreten, und zwar zeigt die Gegenuberstellung der Gleichungen, daß der in der Zone erhohter Leitfahigkeit fließende Strom gegen den Strom, der in dem diese Zone umgebenden Medium fließt, in der Phase verzogert ist[1]).

Die Phasenverschiebung hat zur Folge, daß eine Spannungskomponente senkrecht zur Richtung der translatorischen Strombahnen auftritt, die je nach Überwiegen des Momentanwertes der einen induzierten Spannung uber die andere vom Stromfaden 1 nach 2 oder umgekehrt gerichtet ist. Durch Ausfuhrung der Rechnung kann auch auf diesem Wege bewiesen werden, daß der totale Spannungsvektor in jedem Punkte eine Ellipse beschreiben muß[1]). Da nun die Strombahnen im Boden entgegen der bisherigen Annahme nicht voneinander isoliert, vielmehr durchweg leitend untereinander verbunden sind, verlassen die Strome unter dem Einfluß der induzierten Spannungen ihre ursprünglichen Bahnen und haben in jedem Zeitpunkte einen anderen Verlauf, so daß man nicht mehr von einer Phase der Ströme oder von Phasenverschiebungen sprechen kann. Auch die Messung von Äquipotentiallinien hat ihren Sinn verloren, da sich dem wirbelfreien Potentialfelde ein potentialfreies Wirbelfeld überlagert.

---

[1]) W. Heine, Phys. ZS. 27, 219—224. 1926, Nr. 8.

Ist die verwandte Frequenz sehr gering, so sind auch die Spannungsellipsen so schmal, daß ein nahezu wirbelfreies lineares Wechselfeld vorliegt. In diesem Falle konnen alle diejenigen Methoden Anwendung finden, die wir bei der Untersuchung der stationaren Felder behandelt hatten. Liegt das Telephon, das jetzt das Galvanometer vertritt, zwischen zwei Punkten gleichen Potentials, so wurde es in dem idealen Grenzfalle eines vollig wirbelfreien Feldes schweigen. In ihm sind auch die lastigen Plattenstrome, die hier ebenfalls entstehen, nicht horbar, ein Umstand, der in erster Linie zur Verwendung von Wechselstrom gefuhrt hat. Allerdings fuhrt die Tatsache, daß man es in der Praxis immer noch mit einem schwachen potentialfreien Zusatzfelde zu tun hat, dazu, daß das Telephon in der gewohnlichen Weise nicht immer zum Schweigen gebracht werden kann Man erhalt ein mehr oder weniger breites Tonminimum, mit dessen Feststellung man sich in vielen Fallen begnugen mag. Die auf diesem Wege aufgefundenen Linien erleiden gegenuber den Potentiallinien eine Verschwenkung, die ebenfalls qualitativ angegeben werden kann

c) Untersuchung des magnetischen Feldes (Rahmenmethoden).

Im allgemeinen beschreibt der magnetische Vektor bei sinusformigem Strome, wie gezeigt, auch im Raume selbst eine Ellipse Es gibt also bei hoheren Frequenzen immer eine Ebene, die Polarisationsebene, durch die wahrend der ganzen Periode keine Kraftlinien hindurchtreten Fallt die Windungsflache des Rahmens mit dieser Ebene zusammen, so wird in ihm keine Spannung induziert, das Telephon schweigt vollig. Bei der Vermessung kann man so verfahren, daß man erst die Polarisationsebene bestimmt und den Rahmen dann um einen mit der Polarisationsachse zusammenfallenden Durchmesser dreht. Die hochste und die geringste Rahmenspannung geben die großte bzw. kleinste Ellipsenachse

In dem Grenzfalle eines linearen Wechselfeldes sind bei nur noch drei Bestimmungsstucken relativ einfache Rechnungen moglich die eine Auswertung der Meßergebnisse erleichtern Man geht von dem magnetischen Felde eines stationaren Stromes aus, dessen Berechnung sich am besten mittels des Gesetzes von Biot-Savart oder mittels des Vektorpotentials durchfuhren laßt.

Nach dem Gesetze von Biot-Savart liefert jedes Stromelement $J \cdot d\mathfrak{r}$ von der Lange ds zu der magnetischen Feldstärke in einem Aufpunkte einen Beitrag $d\mathfrak{H}$ von der Große

$$\frac{J\,ds}{c} \cdot \frac{1}{r^2} \sin(d\mathfrak{r}, \mathfrak{r}).$$

Die Richtung steht senkrecht auf der durch ds und r gelegten Ebene. Für die Richtung und Große der totalen Feldstarke $\mathfrak{H}$ in jedem Punkte des Untersuchungsgebietes sind samtliche Stromfaden einschließlich der Hinleitung maßgebend.

Fur den Fall eines im homogenen isotropen Medium räumlich verteilten Stromes, wie er durch zwei Elektroden bestimmter Form hervorgerufen wird, ist die Berechnung des Magnetfeldes auf diesem Wege exakt durchgefuhrt[1]). Die Ergebnisse, die sich auf regelmaßige ungestörte Felder beziehen, sagen aber nichts über die Storungen des normalen Feldes aus, wie sie durch Einlagerungen abweichender Leitfahigkeit im sonst homogenen Medium hervorgerufen werden Solche Storungen aber sind fur uns von Interesse

In einem Extremfalle lassen sich die Beziehungen zwischen den Störungen der Regelmaßigkeit des Feldes und denen der Homogenität des Untergrundes ziemlich gut aufstellen. Es konnen namlich Einlagerungen bestimmter Form und Lagerung angegeben werden, bei denen die Anomalien des Feldes an der Erdoberflache praktisch gerade verschwinden. Dadurch erhalt man die Tiefenwirkung[2]).

Es sei hierzu an einen der wenigen Falle eines nichthomogenen Leiters angeknupft, fur den das elektromagnetische Feld vollig exakt berechnet ist, namlich an einen unbegrenzten Kreiszylinder, der von einem Strome parallel seiner Achse derart durchflossen wird, daß die Stromdichte in konzentrischen Schichten des Zylinders denselben Wert besitzt. Die Stromdichte kann eine beliebige Funktion des Abstandes von der Achse sein, jedoch sei die magnetische Permeabilitat im ganzen Raume konstant. Unter diesen Bedingungen sind das Vektorpotential $\mathfrak{A}$ und die magnetische Feldstarke im Außenraume vollig unabhangig von der Stromverteilung im Innern des Zylinders. Zur Berechnung kann man von den Gleichungen

$$\mathfrak{A} = \frac{\mu}{c} \int \frac{\mathfrak{J}}{r} d\tau \quad \text{und} \quad \mathfrak{H} = \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \mathfrak{A}$$

ausgehen, wobei r die positive Entfernung des von der Stromdichte $\mathfrak{J}$ erfullten Volumenelements $d\tau$ vom Aufpunkt darstellt. Fallt die Zylinderachse mit der x-Achse zusammen, so ergibt die Auswertung

$$|\mathfrak{A}_x| = -2\frac{\mu}{c} J \cdot \ln R + C, \qquad |\mathfrak{H}| = \frac{2J}{cR},$$

---

[1]) J. Koenigsberger, Phys. ZS. 28, 342—344. 1927, Nr. 9; H. Jensen, Phys. ZS. 28, 815—819. 1927, Nr 23; S. S. Stefanescu, a. a. O.

[2]) J. N. Hummel, ZS. f. Geophysik 5, 72—80. 1929, Nr. 2.

wenn R die Entfernung des Aufpunktes von der Achse und C eine beliebige Konstante sind.

Diese einfachen Beziehungen, auf geoelektrische Verhaltnisse angewandt, fuhren zu der Feststellung. Sind im Potentiallinienbilde an der Erdoberflache keine Verzerrungen vorhanden, obwohl im Untergrunde Leitfahigkeitsunterschiede bestehen, die von Einlagerungen in Gestalt von Rotationskorpern herruhren, deren Rotationsachse in der Stromrichtung liegt, so verschwindet auch im Magnetfelde des Stromes an der Erdoberflache jede Anomalie, die Ruckschlusse gestattet. Die Tiefenwirkung ist also, homogenes Muttergestein vorausgesetzt, bei den Rahmenmethoden kaum großer als bei den Potentiallinien-

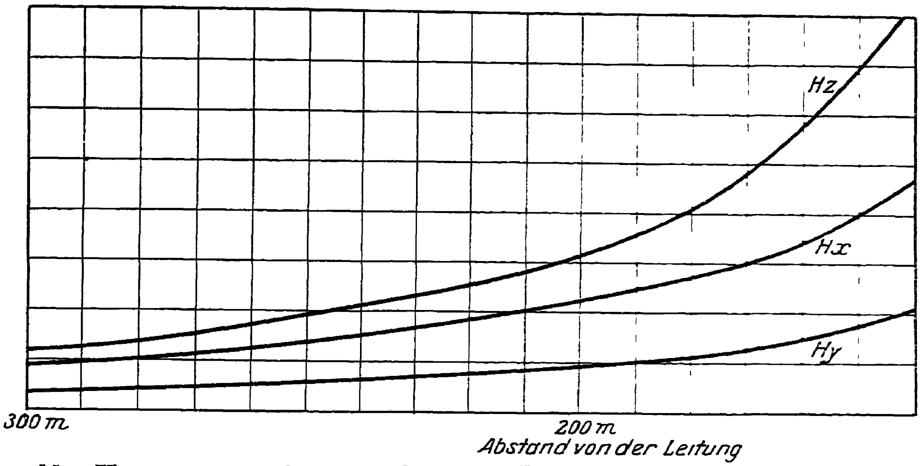


Fig. 11. Komponenten des normalen, vom Ruckstrome herruhrenden Magnetfeldes langs einer Profillinie, die die Verbindung zweier Punktelektroden in der Nahe der einen Elektrode senkrecht kreuzt.

methoden. Da sie fur die letzten genau berechnet werden kann, besitzt man auch fur die Tiefenwirkung der Rahmenmethoden einen Anhalt. Deren verhaltnismaßig geringe Tiefenwirkung beruht darauf, daß sich die Lichtung der Stromlinien um den Storungskorper und die Verdichtung der Stromlinien in demselben in ihrer Wirkung uber der Oberflache gerade kompensieren. Ist das Feld elliptisch polarisiert, findet diese Kompensation nicht mehr statt, weshalb man durch Messung der Schwingungsellipsen grundsätzlich zu einer großeren Tiefenwirkung gelangen kann.

Liegt das Störungszentrum so nahe der Oberflache, daß in dem zuganglichen Teile der Felder merkliche Storungen auftreten, kann bei der Berechnung dieser Storungen in erster Annaherung von der Strom-

linienlichtung in der Nachbarschaft des guten Leiters abgesehen werden. Dann laßt sich aber auch das Gesamtfeld aus der Überlagerung dreier Felder entstanden denken, nàmlich aus dem normalen Felde des Ruckstromes im homogenen Untergrunde, aus dem Felde des Stromes der durch die gut leitende Einlagerung fließt, und aus dem Felde des Leitungsstromes[1]).

Wie sich in jedem Punkte die Stromdichte aus der skalaren Potentialfunktion, das Vektorpotential aus der Stromdichte und die magnetische Feldstarke aus dem Vektorpotential errechnen lassen, ist bereits angedeutet worden. In beistehender Fig. 11 sind die drei Komponenten des normalen Magnetfeldes, das von dem Ruckstrome allein herruhrt, lāngs einer Profillinie, die die Elektrodenverbindungslinie zweier Punktelektroden in der Nahe der einen Elektrode senkrecht kreuzt, graphisch dargestellt[2]).

Über anisotropen Untergrund kann das normale Feld in der gleichen Weise ausgewertet werden. Die Niveauflachen des Vektorpotentials erleiden durch die Nichtisotropie charakteristische Verbiegungen, in denen sich die Streichrichtung des Untergrundes in recht anschaulicher Weise auspragt. Die Messung der Feldvektoren liefert Tangentialebene und Normale dieser Niveauflachen[3]).

Das Feld einer unbegrenzten leitenden Einlagerung von rechteckigem plattenformigen Querschnitt, die der Erdoberflache planparallel verlauft, ergibt sich durch eine einfache Integration zu

$$|\mathfrak{H}y| = 2\,\frac{J}{c}\left(\operatorname{arctg}\frac{b}{p} \pm \operatorname{arctg}\frac{a}{p}\right), \quad |\mathfrak{H}z| = \frac{J}{c}\left[\ln(p^2+b^2) - \ln(p^2+a^2)\right]$$

Hierin sind p die Tiefe, a und b die horizontalen Abstande von den Plattenrändern Das Plus- oder Minuszeichen gilt, je nachdem der Meßpunkt sich außerhalb oder innerhalb der projezierten Randzone der Platte befindet. Die Fig. 12a—c geben Beispiele fur die Intensitat der magnetischen Feldstarke uber verschiedenen Einlagerungen

Fur das Feld der begrenzten geradlinigen Leitung erhalt man an der ebenen horizontalen Oberflache nur die vertikale Komponente

$$|\mathfrak{H}y| = \frac{J}{c \cdot r}(\sin\alpha_1 \pm \sin\alpha_2),$$

---

[1]) W. HEINE, ZS. f Geophys. 3, 293—307. 1927, Nr. 6; MAX MULLER, Gerlands Beitr. 21, 234—269. 1929, Nr. 2/3

[2]) Diese Figur sowie die folgenden Figuren 12a—c sind der zuletzt genannten Arbeit von MAX MULLER, entlehnt.

[3]) A. EBERT, Geol. Rdsch. 18, 398—401. 1927, Nr. 5.

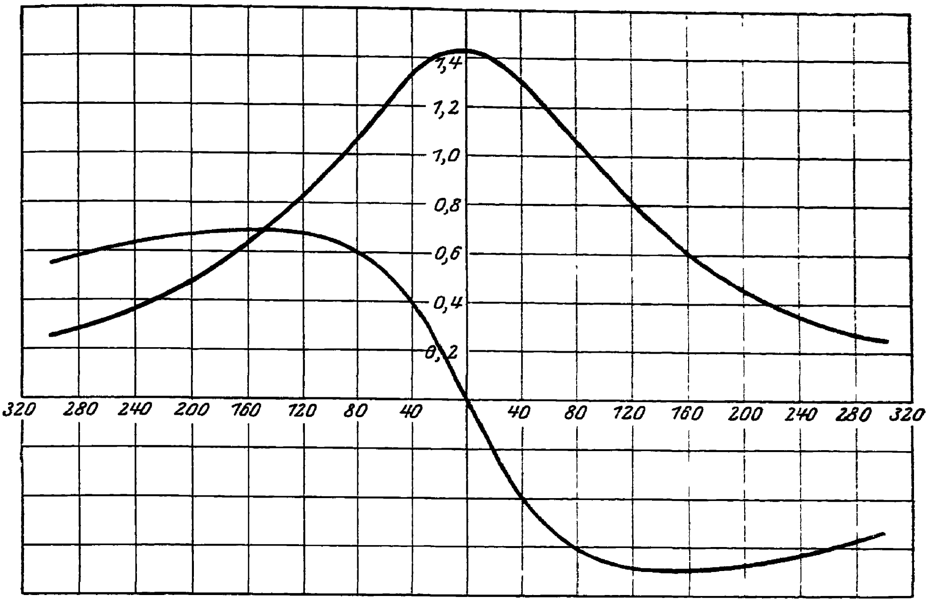


Fig. 12a. Das Magnetfeld einer horizontalen Platte von 100 m Breite und 150 m Tiefe.

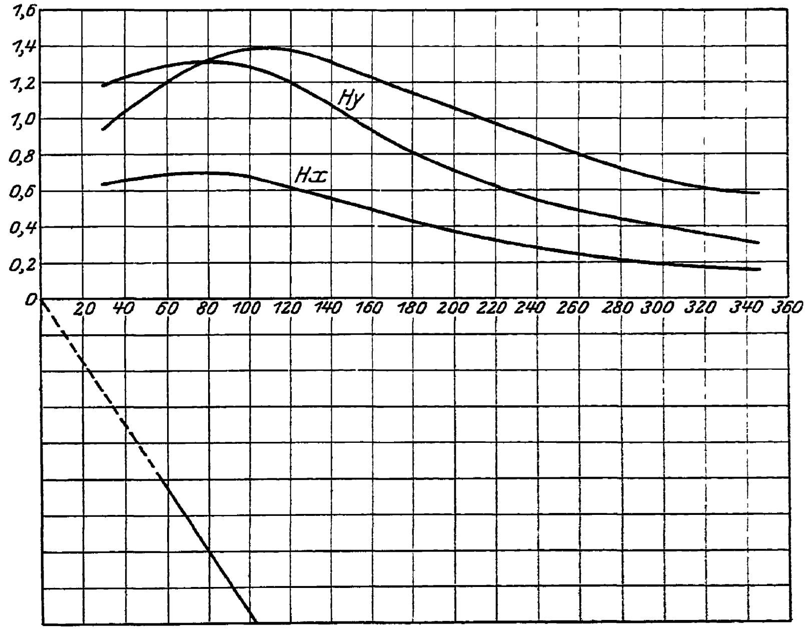


Fig. 12b Das Magnetfeld eines unter 60° einfallenden Ganges. Ansetzen der Erzfuhrung in 95 m Tiefe. Winkel der Meßlinie gegen das Streihcen 30°.

wenn α_1 und α_2 die Winkel zwischen dem Lot r vom Meßpunkt auf die Leitung und den Verbindungslinien mit den Elektroden sind[1]).

Der wirkliche Feldvektor entsteht unter den gemachten Annahmen durch vektorielle Addition aus diesen drei Teilen, von denen ausschließlich derjenige, der von einer etwaigen Einlagerung herruhrt, die aufschlußreichen Anomalien hervorruft. Um diese bei der Feldvermessung moglichst klar hervortreten zu lassen, bieten sich mehrere

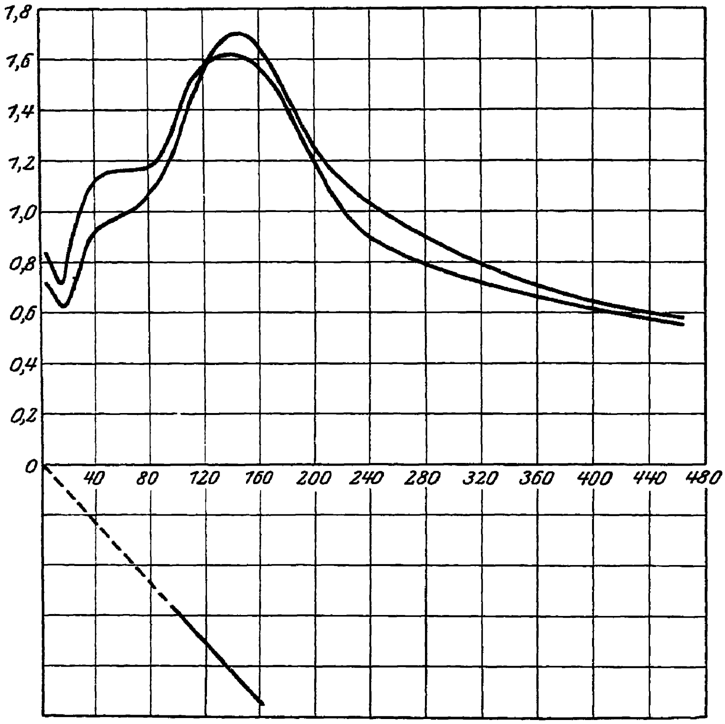


Fig. 12c. Das Magnetfeld eines unter 40° einfallenden Ganges. Ansetzen der Erzfuhrung in 95 m Tiefe.

verschiedenartige Wege. Die meisten Aufschlußmöglichkeiten birgt die quantitative Bestimmung der drei Feldkomponenten, die langs geradliniger Profile, möglichst senkrecht zur Längsrichtung des Storungskorpers erfolgt. Oft begnügt man sich mit der Messung der horizontalen Resultante, die die Feldstörungen am deutlichsten hervortreten läßt, da der Leitungsstrom im ebenen horizontalen Gelande

---

[1]) Die allgemeine Formel für kupiertes Gelande gibt ebenfalls MAX MULLER auf S. 249 seiner Arbeit.

zu ihr keinen Beitrag liefert[1]). Weniger zeitraubend sind wieder qualitative Richtungsbestimmungen, die zwar die Beschaffenheit des Feldes nicht erschöpfend, aber durchaus ausreichend vermitteln. Sie werden an ebensolchen Profilen vorgenommen[2]). Sehr durchsichtig ist auch in diesem allgemeinen Falle die Darstellung des Feldcharakters durch Linien gleicher Feldintensität, d. s. die Schnittlinien der Niveauflächen des Vektorpotentials mit der Oberfläche[3]).

§ 3. Durch Induktion erzeugte Felder (Induktionsmethoden).

a) Die Sekundärfelder.

Die induktive Wirkung von Wechselströmen kann unter Verzicht auf jegliche galvanische Stromzuführung zur beabsichtigten und ausschließlichen Erzeugung des Stromfeldes im Untergrunde herangezogen werden, zu welchem Zwecke durch eine über dem Erdboden befindliche isolierte geschlossene Leitung ein Wechselstrom, der sogen. Primärstrom, gesandt wird. Dieser Leitungsstrom ist dann genau wie bisher von einem magnetischen Wechselfelde begleitet, das aber jetzt die Rolle des aufschlußgebenden Raumfeldes übernimmt. Dieses Magnetfeld, dessen Beschaffenheit von dem Untergrunde abhängt, kann man sich aus der Überlagerung eines Primär- und eines Sekundärfeldes entstanden denken, indem das vom Untergrunde unbeeinflußte Primärfeld wegen der zeitlichen Änderung der magnetischen Feldstärke hier überall eine elektrische Spannung erzeugt, die ihrerseits im leitenden Medium zur Entstehung neuer Ströme, der Sekundärströme, führt, die nun auch wieder von einem Magnetfelde, dem Sekundärfelde, begleitet sind. Durch diese Vorstellung werden Anschauung wie Berechnung des elektromagnetischen Zustandes erleichtert.

Der Ausdruck für die in irgendeiner geschlossenen Leitung induzierte elektromotorische Kraft läßt in seiner allgemeinsten Form

$$E = -\frac{1}{c}\cdot\frac{d}{dt}\int \mathfrak{B}_\nu \, df$$

schon erkennen, welch eine wichtige Rolle die magnetische Permeabilität bereits für die Größe des im Untergrunde induzierten Feldes spielt.

---

[1]) K. SUNDBERG, H. LUNDBERG, J. EKLUND, a. a. O.; K. SUNDBERG, A. NORDSTROM, a. a. O.; H. LUNDBERG, Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Nr. 98, 1928.

[2]) W. HEINE, ZS. f. Geophys. **3**, 293—307. 1927, Nr. 6; W. HEINE, H. OBPACHER, Montan. Rundschau, 1—4. 1929, Nr. 9; A. EBERT, Metall und Erz **26**, 462—467. 1929, Nr. 18.

[3]) A. EBERT, Metall und Erz **26**, 462—467. 1929, Nr. 18.

Er zeigt außerdem die Abhängigkeit der induzierten Spannung von der zeitlichen Änderung des Primärstromes, also bei periodischer Änderung von der Frequenz. Da das im Untergrunde erzeugte Sekundärfeld wesentlich durch die Frequenz bestimmt ist, kann deren Wahl schon für den Charakter der Methode ausschlaggebend sein, weshalb der Variationsbereich bei den induktiven Verfahren sehr groß ist. Die primäre Feldstärke $\mathfrak{H}$ hängt ihrerseits von der Stärke des Primärstromes, und der gesamte Induktionsfluß außerdem von einem Formfaktor, dem Induktionskoeffizienten, ab.

Die induktiven Methoden können nur dort angewandt werden, wo Einlagerungen sehr guter Leitfähigkeit bzw. hoher Permeabilität im schlecht leitenden Muttergestein eingebettet sind, oder wo sich gut leitende Schichten unter einer schlecht leitenden Bedeckung befinden, denn einmal wird bei zu feuchter Bedeckung das Magnetfeld gegen die gesuchten Leiter abgeschirmt, so daß es in diesem zu stark geschwächt ist, um die hier auftretenden Störungen noch bis an die Oberfläche gelangen zu lassen, und andererseits wachsen die Sekundärströme in den leitenden Objekten auf Grund des Ohmschen Gesetzes proportional mit deren Leitfähigkeit, unabhängig von deren spezieller Gestalt. Bei sehr schlecht leitendem oder sehr hartem Boden (Eis, Schnee, Wüstensand, Felsen) können die induktiven Verfahren unentbehrlich werden, weil dort die galvanische Stromzuführung mittels Elektroden versagt. Im übrigen richtet sich ihr Anwendungsgebiet nach Gestalt und Aufbau des Primärkreises, dessen drei hauptsächlichste Typen ein auf dem Boden ausgebreiteter kleinerer Kreis, ein ebenso gelagertes großes Rechteck und ein vertikal aufgestellter Rahmen sind.

b) Horizontaler kreisförmiger Primärstrom.

Befinden sich Einlagerungen guter Leitfähigkeit oder hoher Permeabilität, die in der Horizontalebene eine begrenzte flächenhafte Ausdehnung besitzen, im Untergrunde eingebettet, so ist ein Verfahren angebracht, dessen Grundgedanke mit dem der Induktionswaage Ähnlichkeiten aufweist[1]). Zur Vereinfachung der physikalischen Behandlung sei angenommen, daß es sich nach Form und Lagerung um Rotationskörper mit vertikal stehender Achse handele. Fällt die Achse des Primärkreises mit der Symmetrieachse solcher linsen- oder scheibenartigen Körper zusammen, so sind die Sekundärströme konzentrische

---

[1]) K. Schilowsky, D. R. P. Nr. 322040, 16. Nov. 1913, K. Sundberg, H. Lundberg, J. Eklund, a. a. O.; H. Lundberg, a. a. O. Über die Induktionswaage vgl. beispielsweise M. Wien, Ann. d. Phys. u. Chem. **49**, 306—346. 1893.

Kreise um die gemeinsame Achse. Bei weiterer Idealisierung lassen sich die im Untergrunde induzierten Stromwirbel in ihrer Wirkung durch einen einzigen Stromkreis ersetzt denken, wodurch Verhaltnisse entstehen, die den Vergleich mit einem Transformator nahelegen. Weicht die Permeabilitat μ der Erzlagerstatte von 1 ab so stellt diese zugleich den Eisenkern des Transformators dar Die induzierten Sekundarstrome drangen um so mehr nach außen, der Begrenzung der Einlagerung zu, je großer Frequenz und Leitfahigkeit sind Ist die Ausdehnung des Erzkorpers nicht zu groß, so liegt das Schwergewicht der induzierten Strome unweit seiner Begrenzung, und der fiktive Sekundarkreis ist am Rande der Einlagerung zirkulierend anzunehmen. An der Fig 13 lassen sich die Verhaltnisse elementar untersuchen.

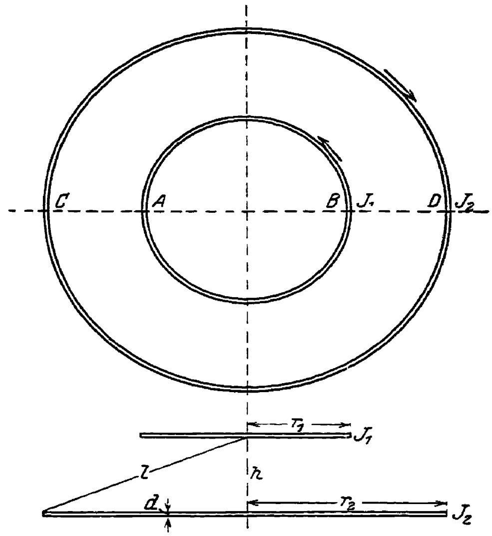


Fig 13. Schema des primaren und des sekundaren Stromkreises

Vergleicht man die sekundare Feldstarke $\mathfrak{H}_2$ mit der primaren $\mathfrak{H}_1$ an der Oberflache im Mittelpunkte des Primarkreises, so erhalt man bei konstant gehaltenem sinusformigen Wechselstrom fur das Verhaltnis der Effektivwerte

$$\frac{H_2}{H_1} = \frac{r_1 r_2^2 \omega L_{12}}{l^3 \sqrt{c^4 W_2^2 + \omega^2 L_2^2}}$$

Diese Gleichung, in der die auf den Primarkreis bezuglichen Symbole mit dem Index 1, die auf den Sekundarkreis bezuglichen mit dem Index 2 bezeichnet und r, l die aus der Figur ersichtlichen Langen sind, laßt die Änderung von H_2 mit W_2, L_{12} und L_2 erkennen Besonders interessant ist die Abnahme des sekundaren Vektors mit der Tiefe des Erzkorpers, die durch l und L_{12} bestimmt ist und daher keiner einfachen Funktion folgt Sie ist jedenfalls um so geringer, je großer r_1 ist. Da dieser Fall erwunscht ist, empfiehlt es sich, den Radius des Primarkreises moglichst groß zu machen. Die Proportionalität von H_2 mit ω legt es nahe, mit hoher Frequenz zu arbeiten. Es ist indessen zu berucksichtigen, daß die Gleichung die wirklichen Verhaltnisse um so weniger exakt wiedergibt, je großer ω ist. Durch Variation der Frequenz ist es grundsatzlich moglich, aus der Änderung von H_2 Schlusse auf die Permeabilitat μ des leitenden Erzkörpers zu ziehen.

Beobachten kann man natürlich nur ein einziges magnetisches Feld, und es besteht in der Praxis die Aufgabe, die hier gedanklich vorgenommene Zergliederung in zwei Felder entweder unmittelbar meßtechnisch oder nachträglich bei der Auswertung rechnerisch bzw. graphisch vorzunehmen. Das erste ist durch Messung der Horizontalkomponente bequem möglich, zu der das Primärfeld im ebenen horizontalen Gelände diesmal überhaupt keinen Beitrag liefert.

c) Horizontaler geradliniger Primärstrom.

Zur Tiefen- und Neigungsbestimmung ausgedehnter horizontaler gut leitender Schichten, vornehmlich Salzwasserhorizonte, ist die eben beschriebene Methode noch modifiziert worden[1]). In der hierfür geschaffenen Ausführungsform wird lediglich ein geradliniges Leitungsstück durch das Untersuchungsgebiet geführt, indem gleichzeitig die anderen Kreisteile so weit um dieses Gebiet herumgeführt werden, daß ihr Einfluß auf dieses möglichst gering wird. Als zweckmäßige Form des Primärkreises hat sich ein großes Rechteck erwiesen, dessen Längsseiten etwa 1800 m und dessen Querseiten etwa 800 m betragen. Die beiden Querseiten und die eine Längsseite dienen lediglich der Stromzuführung. In erster Annäherung genügt es, die Wirkung der einen, durch das Untersuchungsgebiet führenden Längsseite in Betracht zu ziehen.

Befindet sich ein gut leitender Horizont unter einer verhältnismäßig schlecht leitenden Bedeckung, so lassen sich zur theoretischen Ermittlung des elektromagnetischen Feldes die Verhältnisse mit genügender Annäherung an die Wirklichkeit in folgender Weise idealisieren[2]) Im Untergrunde befinde sich eine unbegrenzte, zur ebenen Oberfläche planparallele Schicht, deren spezifischer Widerstand ϱ_1 dividiert durch ihre Mächtigkeit h_1 einen gewissen Wert nicht überschreiten soll, wohingegen die darüber befindlichen Schichten als vollkommene Isolatoren betrachtet werden. Die Mächtigkeit der leitenden Schicht sei klein gegen ihre Tiefe, also $h_1 \ll h$. Dann kann man sie sich durch eine Platte ersetzt denken, deren Dicke 1 cm und deren spezifischer Widerstand $\frac{\varrho_1}{h_1}$ beträgt. An der Erdoberfläche möge sich ein geradliniger unbegrenzter Leiter befinden, der von einem Strome mit der Stärke

$$J = J_0 \cdot \sin \omega t$$

[1]) K. Friedl, Petroleum **23**, 189—240. 1927, Nr. 6; K. Sundberg, Bull. Inst. Mining and Metallurgy, Nr. 29, April 1929, London.

[2]) J. N. Hummel, ZS. f. Geophys. **4**, 59—67. 1928, Nr. 2; A. Rostagni, ZS. f. Geophys. **4**, 425—429. 1928, Nr. 7/8.

durchflossen wird Liegt der Anfangspunkt eines rechtwinkligen Koordinatensystems in der Platte, die y-Achse senkrecht nach oben, die z-Achse dem Drahte parallel, so sind die Gleichungen des Kabels $y = h$, $x = 0$. Setzt man zur Abkurzung noch

$$q = \frac{2\,\omega\,h_1}{\varrho_1},$$

so ergeben sich fur die Komponenten $\mathfrak{H}_x$ und $\mathfrak{H}_y$ des resultierenden magnetischen Feldes an der Erdoberflache ($y = h$) annahernd die Beziehungen

$$|\mathfrak{H}_x| = -\frac{4\,J_0\,h}{c\,(4\,h^2 + x^2)}\left(\sin\omega t + \frac{1}{2\,h\,q}\cdot\frac{4\,h^2 - x^2}{4\,h^2 + x^2}\cos\omega t\right)$$

$$|\mathfrak{H}_y| = -\frac{8\,J_0\,h^2}{c\,(4\,h^2 + x^2)}\left(\frac{1}{x}\sin\omega t - \frac{1}{h\,q}\cdot\frac{x}{4\,h^2 + x^2}\cos\omega t\right).$$

Fur den Phasenwinkel zwischen dem Primarstrome und dem Sekundarfeld gibt sehr angenahert

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{1}{2\,h\,q}\cdot\frac{4\,h^2 - x^2}{4\,h^2 + x^2}.$$

Zeichnet man diese Werte als Funktion von x auf, so erhalt man mehr oder weniger gekrummte Kurven, deren Charakter von h und q abhangt. Man erkennt, daß sie mit zunehmender Leitfahigkeit und mit zunehmender Tiefe des leitenden Horizontes verflachen Fur die Phasenkurve wurde man bei unendlich großer Leitfahigkeit der unteren Schicht im Diagramm eine Gerade mit der Abszisse 180° erhalten. Aus den Absolutwerten und den Krummungen sowohl der Intensitatswie auch der Phasenkurve kann die Tiefe der leitenden Schicht und der spezifische Widerstand $\frac{\varrho_1}{h_1}$ der Platte, nicht dagegen der spezifische Widerstand ϱ_1 des Materials der Schicht entnommen werden. Die kombinierte Auswertung beider Kurven gestattet Schlußfolgerungen auf verwickeltere tektonische Verhaltnisse.

d) Vertikaler Primärkreis.

Neuerdings findet eine Methode vielfach Anwendung, bei der ein runder oder dreieckiger Rahmen vertikal aufgestellt wird[1]), durch den sinusförmiger Wechselstrom einer jeweils bestimmten Frequenz aus einem großen Frequenzbereich gesandt wird. Da die Feldvermessung hierbei in größerer Entfernung vom Sender vorgenommen

[1]) M. Mason, Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. 45, 1927; Th. Zuschlag, W. Koch, Engg. and Min. Journ. 125, 890—892. 1928, Nr. 22.

wird, kann dieser einem magnetischen Dipol mit periodisch wechselndem Momente aquivalent gesetzt werden. Das Primarfeld ist dann bekannt. Befindet sich eine gutleitende Einlagerung im schlecht leitenden Muttergestein, so werden in ihr sekundare Kreisstrome induziert, die ebenfalls durch je einen entsprechenden sekundaren magnetischen Dipol mit gleichgerichteter Achse ersetzt werden konnen

Die Messung erfolgt in geradlinigen Profillinien, die auf den Senderahmen hinweisen. Die Verhältnisse sind besonders durchsichtig, wenn die Profilrichtung mit der Achse des primaren Dipols zusammenfällt oder in dessen Aquatorialebene liegt. Gewohnlich wird mittels des Rahmens nur die Richtung des magnetischen Vektors bzw. deren Abweichung von der normalen Richtung bestimmt.

Diese Methode ist als das jungste Glied sowohl der innerlich konsequenten als zugleich der historischen Entwicklung zu betrachten, insofern als der bisherige Gang der Behandlung auf Grund der gewahlten Systematik sich im großen ganzen mit der chronologischen Ausbildung der einzelnen Methoden deckt. Die nun folgenden Verfahren setzen zwar noch den organischen Aufbau fort, ihre Einordnung an dieser Stelle entspricht aber nicht mehr der geschichtlichen Entwicklung der Geoelektrik

§ 4. Abstimmung von Schwingkreisen (Verstimmungsmethoden).

Wenn es auch dem Wesen der Geoelektrik entspricht, die Anomalien ausgedehnter Raumfelder mittels einer besonderen Meßapparatur zu untersuchen, so ist doch gerade bei der Verwendung von Primarkreisen zur Felderzeugung die Versuchung besonders groß, die durch den Untergrund im Felderreger selbst bewirkten Änderungen zu beobachten. Diese können namlich ganz beträchtlich sein, wenn die erzwungenen Schwingungen im Primärkreise, mit denen wir es bisher zu tun hatten, durch freie ersetzt werden. Stimmt man einen von Wechselstrom durchflossenen Stromkreis mit Ohmschem Widerstand, Kapazitat und Selbstinduktion auf die Frequenz des Stromes ab, so entstehen in einem derartigen System stehende Schwingungen. Diese sind lediglich durch die Elemente des Primärkreises bestimmt. Der Schwingkreis ist jetzt geöffnet. Bei solchen offenen Stromkreisen muß das Glied $\varepsilon \frac{d\mathfrak{E}}{dt}$ der Maxwellschen Gleichungen, d. h. die Verschiebungsströme zwischen dem Überbrückungskondensator, berücksichtigt werden. Die Schwingungen bilden zwischen den Belegungen eines Kondensators ein vorwiegend elektrisches, und in dem von einer Spule umschlungenen Raum ein vorwiegend magnetisches Wechselfeld. Werden diese wieder

als ausgedehnte Raumfelder ausgebildet, so vermag der in ihrem Bereiche befindliche Untergrund die Elemente des Schwingkreises und damit auch dessen Frequenz zu verändern gemäß der Thomsonschen Formel

$$\omega = \frac{c}{\sqrt{C \cdot L}},$$

in der C die Kapazität des Kondensators ist. Durch Überlagerung einer nur wenig verstimmten Schwingung läßt sich die Messung der Grundfrequenz bekanntlich zu einer überaus empfindlichen gestalten.

Trotz der hohen Meßgenauigkeit ist aber zu bedenken, daß der Effekt im Felderreger in der Hauptsache durch die Beschaffenheit des Mediums in seiner nächsten Nähe bestimmt ist und die hier vorhandenen Anomalien mit dem bei weitem größten Gewicht eingehen. Deren ganz unregelmäßige Wirkung wird deshalb den gewünschten Effekt der entfernteren Anomalien im allgemeinen gänzlich verdecken, zum mindesten aber stark verschleiern. Immerhin mögen spezielle tektonische Verhältnisse, bei denen mit sehr geringen Nichthomogenitäten an der Oberfläche zu rechnen ist die Anwendbarkeit solcher Methoden begünstigen. Für die Ausbildung der Verfahren bieten sich zwei grundsätzlich verschiedene Wege, da eine Änderung der Frequenz durch die gesonderte Beeinflussung entweder von L oder von C erzielt werden kann

Eine Änderung der Selbstinduktion des Schwingkreises ist beim Überschreiten einer gut leitenden Lagerstätte mit der eingeschalteten Spule leicht zu erzielen, wenn diese stark streut, d. h. bei großer Fläche geringe Länge in der Achsenrichtung besitzt.

Um eine möglichst große Änderung der Kapazität und damit der Frequenz des Kreises auch von tiefer gelegenen Partien des Untergrundes zu erreichen, ist es notwendig, einen weit geöffneten Schwingkreis, wie er von Antennen gebildet wird, zu verwenden[1]). Die Abstimmung des Antennenkreises ist, falls alle anderen Bestimmungsstücke konstant gehalten werden, abhängig von der Erdkapazität und damit auch vom Untergrunde. Leitfähige Schichten im Untergrunde, wechselnde Dielektrizitätskonstanten ändern die Kapazität und die Abstimmung.

Da die Kapazität immer einen relativ kleinen Wert hierbei haben wird, und die Selbstinduktion aus technischen Gründen über eine bestimmte Größe schwerlich gesteigert werden kann, muß das System auf eine kurze Schwingung, oder, wie man auch sagt, auf eine kurze

[1]) H. Löwy, Elektrodynamische Erforschung des Erdinnern und Luftschiffahrt. Berlin 1920.

Welle abgestimmt werden, die zu ihrer Erzeugung die Mittel der Hochfrequenztechnik erfordert. Dieses technische Moment stellt einen engen Zusammenhang dieser Methode mit den im nachsten Abschnitt behandelten dar. Doch auch aus physikalischen Grunden wird man bei dieser Meßanordnung nicht immer von den elektrodynamischen Vorgangen absehen konnen, da die wellenformige Fortpflanzung des Stromes in den Antennen den Wert der Kapazitat beeinflußt Von diesem Momente, das in das nächste Kapitel hineinspielt, sei hier abgesehen.

Bei der quasistationaren Betrachtung hat man es mit Rucksicht auf die ungleichmaßige Spannungsverteilung in den Antennen und die Mehrdeutigkeit des Potentials zwar auch mit der wirksamen Kapazitat zu tun, die aber der statischen sehr nahe kommt Deren Wert beträgt beispielsweise fur eine Linearantenne von der Lange l und dem Durchmesser 2 r, die parallel zur Oberflache des homogenen Untergrundes im Abstande d ausgespannt ist,

$$C = \frac{\varepsilon_0 l}{2\left(\ln\frac{1}{r} + k_0 \ln\frac{1}{2d}\right)} = \frac{\varepsilon_0 l}{2 \ln\left[\frac{1}{r}\left(\frac{1}{2d}\right)^{k_0}\right]},$$

wobei diesmal k_0 fur $\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0}$ gesetzt ist[1]). Diese Beziehung gilt genau, wenn $l \gg r$ ist und die Antenne als langgestrecktes Ellipsoid aufgefaßt werden kann. Fur $\varepsilon_0 = 1$ und $\varepsilon = \infty$ bzw. $k_0 = 1$ erhalt man einfacher

$$C = \frac{l}{2 \ln \frac{2d}{r}}.$$

Diese letzte Formel behalt ihre Gultigkeit, wenn der Untergrund ein vollkommener Leiter ist. Dann kann die Antenne geerdet werden. Anderenfalls hat man es mit einem Dipole zu tun, bei dem noch die kapazitive Wirkung der beiden Pole aufeinander in Rechnung zu stellen ist. Besteht der Untergrund aus mehreren planparallelen Schichten beliebiger Dicke und beliebiger Dielektrizitatskonstante, so ist die Kapazität leicht anzugeben, indem man die eingangs mittels des Spiegelungsverfahrens gewonnenen Ausdrücke für das Potential heranzieht.

---

[1]) A. Petrowsky, ZS. f. drahtl. Telegr. und Tel. **51**, 658—675. 1928 Leningrad (russisch). W. Stern, Gerlands Beitr. **23**, 292—333. 1929, Nr. 3.

VIERTES KAPITEL.

Untersuchungen an dynamischen Vorgängen (Wellenmethoden).

§ 1. Die Hertzsche Strahlungsgleichung für den Dipol.

Bei der letzten Methode konnten die Vorgänge noch im Hinblick auf die Art der Untersuchung als quasistationär betrachtet werden. Indessen war hier die Energie der elektromagnetischen Strahlung, die ja jeden nicht mehr stationären Vorgang begleitet, schon so groß, daß man auch die Einwirkung des Untergrundes auf die ausgesandten Wellen, die sich völlig vom Schwingkreis loslösen und sich ähnlich wie die Lichtstrahlen nach allen Seiten ausbreiten, zur Bodenuntersuchung benutzen kann. Diese Einwirkungen, von denen hier besonders die Absorption und die Reflexion der fortschreitenden Wellen interessieren, sind wiederum hauptsächlich durch die Leitfähigkeit der Medien bestimmt.

Mit Rücksicht auf die Leitfähigkeit und die Schwankungen der Dielektrizitätskonstante breiten sich die Wellen im Untergrunde nicht unbegrenzt aus, weshalb die Untersuchungen elektrodynamischer Felder sich vielfach in der Nah- und Zwischenzone des schwingenden Systems abspielen werden. In diesem Bereiche gehen die genauen Berechnungen der elektromagnetischen Feldstörung von der Hertzschen Strahlungsgleichung für den im leeren Raume befindlichen elektrischen bzw. magnetischen Dipol aus[1]). Liegt die z-Achse eines Hertzschen Oszillators, der durch den Abstand l zweier wechselnder Ladungen e charakterisiert ist, in Richtung der Verbindungslinie, ist φ der Breiten- und ϑ der Höhenwinkel, so sind die magnetischen und elektrischen Feldstärken im Abstande r durch die drei Beziehungen

$$\mathfrak{H}_\varphi = -\frac{\sin\vartheta}{c\,r}\left[\frac{\dot f}{r}+\frac{\ddot f}{c}\right]_{t-\frac{r}{c}},$$

$$\mathfrak{E}_\vartheta = -\frac{\sin\vartheta}{r}\left[\frac{f}{r^2}+\frac{\dot f}{c\,r}+\frac{\ddot f}{c^2}\right]_{t-\frac{r}{c}}$$

$$\mathfrak{E}_r = 2\,\frac{\cos\vartheta}{r}\left[\frac{f}{r^2}+\frac{\dot f}{c\,r}\right]_{t-\frac{r}{c}}$$

gegeben. Hierin bedeutet f eine Funktion des Argumentes $t-\frac{r}{c}$, die durch die Änderung der Punktladungen bestimmt ist. In den

[1]) J. N. HUMMEL, ZS. f. Geophys. 5, 104—117. 1929, Nr. 3/4.

Gleichungen treten drei Glieder auf, die eine anschauliche Deutung gestatten. Ist r sehr groß, so treten die ersten beiden Glieder gegenüber dem letzten zurück. Wir haben dann diejenigen Wellen, deren Amplitude proportional mit der Entfernung abnimmt, und die in der drahtlosen Fernmeldetechnik eine so große Rolle spielen. In der Nachbarschaft des Senders überwiegen indessen die ersten beiden Glieder, die die statische und induktive Wirkung des Dipols geben. Der Bereich dieser Glieder ist durch das Verhältnis $\frac{2\pi}{\lambda} \equiv \frac{\omega}{c}$ gegeben. Er ist ausschließlich durch die Frequenz bestimmt, da sowohl die Ladung des Dipols wie auch der Strom in der Antenne herausfallen. Die Erstreckung der Nahzone kann also direkt auf die Wellenlänge bezogen werden. Im Abstande bis zu einer Wellenlänge sind die ersten beiden Glieder von großer Bedeutung und können keinesfalls vernachlässigt werden. Außerhalb dieses Bereiches gelten im wesentlichen die Gesetze der Optik.

Durch den Untergrund, der eine gewisse Leitfähigkeit oder eine von 1 verschiedene Dielektrizitätskonstante besitzt, erleiden sowohl die Vorgänge im Felderreger als auch das durch die obigen Gleichungen charakterisierte Normalfeld verschiedenartige Änderungen, durch deren Messung Aufschluß über die Beschaffenheit der obersten Schichten zu erlangen ist[1]). Der Frequenzbereich, in dem hierbei gearbeitet werden kann, ist recht groß. Kurze Wellen besitzen den Nachteil, schon vom feuchten Erdreich stark absorbiert zu werden, wohingegen bei langen Wellen die geradlinige Ausbreitung, die die Deutung mancher Erscheinungen erleichtert, stark zu wünschen übrig laßt.

§ 2. Rückwirkung auf den Felderreger.

a) Einfluß horizontaler Schichten auf einen horizontalen Dipol.

Die Stromverhältnisse im induktionsfreien Schwingkreis sind durch die Kapazität und die Dämpfung δ bestimmt. Eine Rückwirkung des Untergrundes auf den Schwingkreis äußert sich als Verstimmung der Eigenwelle λ oder als Dämpfungsänderung. Für den Fall, daß die Beeinflussung einer horizontalen Dipolantenne durch eine horizontale

---

[1]) Die durch den isotropen homogenen Untergrund beeinflußten Felder elektrischer oder magnetischer Antennen hat M. I. O. Strutt theoretisch und experimentell untersucht. Vgl. Ann. d. Phys. (5) 1, 721—750, 751—772. 1929, Nr. 6; Naturwissensch. 17, 727—728. 1929, Nr. 37.

Schicht mit den Materialkonstanten σ und ε erfolgt, gelten in erster Annäherung die Beziehungen

$$\lambda = F\left(\frac{1}{h}\right), \qquad \delta = G\left(\frac{1}{h}; \frac{\sigma}{\varepsilon}\right),$$

wobei F und G monotone Funktionen des Argumentes sind[1]). Ist der Abstand der störenden Schicht von der Dipolantenne gering, empfiehlt sich die Messung der Frequenz- bzw. Kapazitätsänderung, da diese dann recht beträchtlich sein kann und zudem eine empfindliche Vermessung gestattet. Ist er aber in bezug auf die Wellenlänge groß, bleibt nur die Ermittlung der Dämpfung. In den beiden Grenzfällen ist die Behandlung exakt möglich. Bei sehr kleinem Abstande kann nämlich mit der statischen Kapazität operiert werden. Die Vorgänge können als stationär betrachtet werden, weshalb wir diesen Fall auch bereits im letzten Kapitel unter den quasistationären Vorgängen behandelt haben.

b) Messung der Dämpfung (Viertelwellenmethode).

Ist der Abstand der Schicht von der Dipolantenne groß im Verhältnis zur Wellenlänge, so kann bei der Berechnung von der Kapazitätsänderung abgesehen werden. Beeinflußt wird in diesem Falle nur noch die Dämpfung, die durch Messung der Intensität des Antennenstromes ermittelt wird. Bei der Untersuchung der Feldbeschaffenheit kann man von der Vorstellung ausgehen, daß die vom Dipol herrührende Feldstörung an der Schicht reflektiert wird, wobei sich aus der Überlagerung der einfallenden mit der reflektierten Welle eine stehende Welle ausbildet. Beträgt der Abstand zwischen Sender und leitender Schicht das Vielfache einer Wellenlänge, so erhält man die bekannte Erscheinung äquidistanter Knoten und Bäuche stehender Wellen. Bei einer Variation der Wellenlänge treten Maxima und Minima des Antennenstromes auf, die durch ein in den Antennenkreis gelegtes Meßinstrument leicht nachgewiesen werden können. Ist die Leitfähigkeit oder die Dielektrizitätskonstante unendlich groß, so läßt sich durch elektrische Spiegelung des Dipols an der Schicht ein Bild von der Beschaffenheit des Feldes und der Größe der Rückwirkung gewinnen[2]).

Allerdings ist bei den Verfahren, wo die Rückwirkung auf die Antenne gemessen wird, wieder zu beachten, daß die Verhältnisse im Felderreger in erster Linie durch die nächste Umgebung bestimmt sind,

---

[1]) H. Löwy, Naturwissensch. 15, 921—928. 1927, Nr. 47.

[2]) J. N. Hummel, ZS. f. Geophys. 5, 104—117. 1929, Nr. 3/4. Hier auch weitere Literatur.

und daß hier vorkommende geringe Anomalien den gesuchten Effekt möglicherweise schon völlig verwischen können Am besten tut man auch bei den elektrodynamischen Methoden daran, die Vermessung des Raumfeldes mit einer besonderen Meßapparatur vorzunehmen

§ 3. Messung der Feldintensität.

a) Ermittlung der Absorption (Absorptionsmethoden)[1].

Die nächstliegende Methode ist die, das zu durchforschende Gebiet zu durchstrahlen und aus der Energie im Empfänger auf die Absorption im Boden und auf das Vorhandensein undurchlässiger, gut leitender Einlagerungen im nichtleitenden Muttergestein zu schließen. Geht man mit der Sender- und Empfängereinrichtung unter die relativ gut leitende Grundwasserschicht herab, so liegt grundsätzlich die Möglichkeit vor, auf diesem Wege Gebiete größerer Dimensionen zu durchstrahlen. Die Schattenwirkung leitender Metallmassen führt dazu, daß man hinter ihnen eine Verminderung der Empfangsintensität erhält. Ganz wird diese infolge starker Beugungserscheinungen selten verschwinden. Bei Erzeinlagerungen, deren Ausdehnung kleiner als die ausgesandte Wellenlänge ist, kann von einer Schattenwirkung überhaupt keine Rede sein. Auch ist zu berücksichtigen, daß die Erde unterhalb des Grundwassers durchweg einen gewissen Feuchtigkeitsgehalt besitzt, der die ausgesandte Energie absorbiert und die Reichweite der Wellen begrenzt.

b) Ermittlung von Interferenzen (Reflexionsmethoden).

Über nichtleitender Bedeckung kann eine anormale Feldintensität im Strahlungsgebiet dadurch erklärt werden, daß die Wellen an einer leitenden Schicht oder an einer solchen mit abweichender Dielektrizitätskonstante, z. B. am Grundwasser oder an Erzlagerstätten, reflektiert werden. Beide Wellen, die direkte, die an der Oberfläche entlang eilt, und die reflektierte, sind nämlich in der Regel nicht in Phase, da jede einen anderen Weg zurücklegt. Es läßt sich also beim Fortwandern mit dem Empfänger ein Anwachsen und Abnehmen der Feldintensität konstatieren, das sich der normalen, durch Vergrößerung der Entfernung bedingten Intensitätsabnahme überlagert[2]). Die

---

[1]) G. Leimbach, H. Löwy, D. R. P. Nr. 237944, 15. Juni 1910; Phys. ZS. **11**, 697—705. 1910; **13**, 397. 1912; A. S. Eve, Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Nr. 316, 1930.

[2]) H. Löwy, D. R. P. Nr. 254517, 13. April 1911.

erstmalige Interferenz erhält man, wenn beide Wege um $\frac{\lambda}{2}$ differieren. Bei weitgehender Idealisierung der Verhältnisse gilt die Beziehung $4\,h^2 + a^2 = \left(\frac{\lambda}{2} + a\right)^2$, in der h die Tiefe der leitenden Schicht und a der Antennenabstand sind. Bei einer genauen Berechnung ist neben anderem zu berücksichtigen, daß die Länge der direkten Welle entsprechend der Beziehung $\lambda = \frac{c}{\nu\sqrt{\varepsilon\,\mu}}$ von der des reflektierten Strahles verschieden sein wird, da beide durch Medien verschiedener Dielektrizitätskonstante gehen.

Maxima und Minima der Empfangsintensität sind in ähnlicher Weise zu erhalten, wenn nicht der Antennenabstand, sondern deren gegenseitige Lage in bezug auf Azimut und Neigung oder die Frequenz variiert werden, was eine Erleichterung in technischer Hinsicht bedeutet[1]. Auch dann treten bei einer Reflexion Maxima und Minima der Empfangsintensität auf. Bei einer Änderung der Frequenz beispielsweise ergibt sich unter denselben vereinfachenden Annahmen die Tiefe der reflektierenden Schicht zu

$$h = \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{\lambda_1\,\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}\right)^2 + 2\,a\,\frac{\lambda_1\,\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}}$$

wo λ_1 und λ_2 die Wellenlängen bedeuten, die zu zwei aufeinanderfolgenden Minima gehören.

Durch geschickte Wahl der Anordnung von Sender und Empfänger zueinander läßt sich die an und für sich starke und unerwünschte direkte Beeinflussung weitgehend herabsetzen. Allerdings ist in dem Falle, daß die Interferenz nicht in der Äquatorialebene erfolgt, die elliptische Polarisation des elektrischen Vektors zu berücksichtigen, die die Verhältnisse zwar kompliziert, aber auch ihrerseits zu Rückschlüssen herangezogen werden kann.

§ 4. Ermittlung des Polarisationszustandes.

a) Bestimmung der Polarisationsebene.

Im normalen Strahlungsgebiet des Dipols sind sowohl der elektrische wie auch der magnetische Vektor linear polarisiert. Erst eine Störung führt zu einer elliptischen Polarisation, die auf der Interferenz mehrerer

---

[1]) H. Löwy, G. Leimbach, D. R. P. Nr. 246836, 15. Mai 1910.

Wellen beruht. Aus der Lage der Polarisationsebene ist die Mißweisung bzw. die Richtung des reflektierten Strahles zu entnehmen[1]). In diesem Falle bedient man sich zur Vermessung des Feldes eines Rahmens[2]), der bei horizontaler Sendeantenne um eine horizontale Achse drehbar ist.

b) Bestimmung der Elliptizität[3]).

Auch eine einzige linear polarisierte Welle kann schon allein durch Reflexion elliptisch polarisiert werden, falls sie mehrere Medien verschiedener Dielektrizitatskonstante passieren muß Eine so entstandene Elliptizitat gestattet Ruckschlusse auf das Vorhandensein und die Natur dieser Medien

---

[1]) TH. HEILIGTAG, Jahrb. d drahtl. Telegr. 21, 77—100. 1923, Nr. 2.

[2]) D. R. P. Nr 377187, 5. Febr, 1920; D R P. Nr 378224, 20 Sept 1922; D. R. P. Nr. 404098, 8. Nov 1922.

[3]) K. HELLWIG, Dissertation Gottingen 1924.

Praktische Anwendung der elektrischen Methoden

Von W. Heine, München

Erstes Kapitel.

Einführung.

Im vorhergehenden Artikel sind von J. N. Hummel die theoretischen Grundlagen der elektrischen geophysikalischen Methoden dargelegt worden. Es soll nun hier an Hand von charakteristischen Beispielen die praktische Anwendung dieser Methoden zur Feststellung von Untergrundsverhältnissen besprochen werden. Mit Rücksicht auf die starke Entwicklung, welche diese Methoden besonders in den letzten Jahren genommen haben, seien dabei die Beispiele hauptsächlich den jüngsten Veröffentlichungen entnommen. Als solche kommen vor allem die Technical Publications des Americ. Institute of Mining and Metallurgical Engineers[1]) in Betracht, welche eine große Anzahl wertvollen Materials enthalten. Weiteres Material findet sich in den zusammenfassenden Arbeiten von C. Schlumberger[2]), K. Sundberg, H. Lundberg und J. Eklund[3]), R. Ambronn[4]), W. Heine[5]), ferner in einer Anzahl Zeitschriften, besonders ZS. f. Geophysik, Gerlands Beiträge z. Geophysik, Engineering and Mining Journal, Metall und Erz, ZS. f. prakt. Geologie, Petroleum, Internationale Bergwirtschaft.

§ 1. Die verschiedenen Methoden elektrischer Bodenforschung.

Vom praktischen Gesichtspunkt aus sind sechs verschiedene Arten elektrischer Bodenforschung zu unterscheiden: 1. Die Feststellung des

---

[1]) Technical Publications of the American Institute of Mining and Metallurgical Engineers, New York, im folgenden abgekürzt mit Techn. Publ.

[2]) C. Schlumberger, Étude sur la prospection électrique du sous-sol, Paris 1920. Die Arbeit war leider dem Verfasser nicht zugänglich, da sie in Deutschland vergriffen ist und in deutschen Bibliotheken nicht zu haben war.

[3]) K. Sundberg, H. Lundberg und J. Eklund, Electrical Prospecting in Sweden, Sver. Geol. Unders. Årsbok 17 Nr. 8 Ser. C Nr. 327. Stockholm 1925.

[4]) R. Ambronn, Methoden der angewandten Geophysik. Dresden 1926.

[5]) W. Heine, Elektrische Bodenforschung, ihre theoretischen Grundlagen und ihre praktische Anwendung. Berlin 1928.

Verlaufes naturlicher im Boden sich bildender Erdstrome bzw. ihres Potentialfeldes. 2. Die Ausmessung des Feldes elektrischen Gleichstromes, welcher dem Boden durch Elektroden zugefuhrt wird und dessen Strom- und Spannungsfeld durch elektrische Inhomogenitaten des Untergrundes besonders durch Einlagerungen besserer Leitfahigkeit beeinflußt wird. 3. Die Ausmessung des elektrischen oder magnetischen Feldes von dem Boden durch Elektroden zugefuhrtem Wechselstrom mittlerer oder hoherer Frequenz, wobei nicht nur die Momentanwerte von Strom- oder Spannungsverteilung, sondern auch die Phasenverhaltnisse zu berucksichtigen sind, was diese Art der Untersuchung grundsatzlich von der unter 2. genannten unterscheidet. 4 Die Untersuchung des resultierenden magnetischen Feldes induktiv dem Boden zugefuhrten mittel- oder hochfrequenten Wechselstromes. Der Unterschied dieser Methode gegenuber der vorhergehenden besteht darin, daß im allgemeinen die Leitfahigkeit des Bodens zu gering ist, als daß meßbare Felder darin induziert werden konnen. Nur wo Einlagerungen guter Leitfahigkeit vorhanden sind, wie z. B. Erzlager und Salzwasserhorizonte, bilden sich sekundare Wechselströme aus, deren magnetisches Feld an der Erdoberflache wahrnehmbar wird. 5 Ferner kann man u. U. mit hochfrequenten elektromagnetischen Wellen den Untergrund durchstrahlen, die Beugung und Reflexion dieser Wellen an leitenden Schichten verfolgen und auf diese Weise Aufschlusse über die Lage solcher Schichten gewinnen. Es wird also in diesem Falle im Unterschied zu den vorhergenannten Verfahren im eigentlichen Strahlungsbereich gearbeitet, wo die Gesetze der Wellenoptik Geltung haben. 6. Schließlich kann die Ruckwirkung leitender Einlagerungen des Bodens auf die Bestandteile eines elektrischen Schwingungssystems in gewissen Fallen zur Feststellung solcher Einlagerungen benutzt werden.

Im folgenden sollen diese sechs Gruppen von Methoden zur Erforschung des Untergrundes eingehend behandelt und mit Beispielen belegt werden. Vorher aber seien noch einige Angaben uber die in Betracht kommenden physikalischen Eigenschaften des Bodens und seiner Einlagerungen zusammengestellt.

§ 2. Leitfähigkeit und Kapazität von Gesteinen. Widerstandsmessungen im Boden.

Da die Leitfahigkeit der Gesteine eingehender in dem Artikel von H. Reich behandelt ist, seien hier nur kurz einige für die praktische Untersuchung des Bodens mit elektrischen Strömen wichtige Gesichtspunkte hervorgehoben.

Die im Laboratorium an trockenen Probestücken ermittelten und in verschiedenen Tabellen[1])[2]) zusammengestellten Werte spez. Leitfähigkeiten bzw. spez Widerstände von Mineralien und Gesteinen sind im allgemeinen wesentlich verschieden von den in der Natur vorkommenden Werten Denn in der Natur hängt die elektrische Leitfähigkeit vor allem ab von der Durchfeuchtung der Gesteine. diese aber, worauf HLAUSCHEK[3]) nach dem Vorgange von SUNDBERG und neuerdings auch SUNDBERG selbst[4]) hingewiesen hat, von dem Porenvolumen. Das Porenvolumen ist z B nach BLUMER[5]) und SUNDBERG[4]) bei Porphyr 0,40—0,60%, Sandstein 4—27%, Kalkstein 1—17%, Sand 24—42%, Ton 30—50%. Bis zu Tiefen unter der Erdoberfläche. welche vom Bergbau erreicht werden und welche wenigstens bis auf weiteres größer als die mit elektrischen Methoden erfaßbaren Tiefen sind, sind die Gesteine von sogenannter Bergfeuchtigkeit erfüllt und besitzen deshalb eine wesentlich höhere elektrische Leitfähigkeit als ihnen im trockenen Zustande zukommt Infolge der Verschiedenheit der Durchfeuchtung an verschiedenen Orten und infolge der Leitfähigkeitsunterschiede der die Gesteine erfüllenden Feuchtigkeit schwankt ferner auch für die gleiche Gesteinsart die spez Leitfähigkeit in weiten Grenzen Vor allem darf bei elektrischen Untersuchungen im Gelände überhaupt nicht die spez. Leitfähigkeit der einzelnen Mineralien, aus denen der Untergrund besteht, zugrunde gelegt werden sondern es kommen, worauf REICH[6]) hinweist. immer gewisse Mittelwerte in Betracht, deren Leitfähigkeitsunterschiede sich in den Messungen ausprägen. Angaben über Leitfähigkeit bergfeuchter Gesteine finden sich u. a. bei H. REICH[7]), SUNDBERG. LUNDBERG und EKLUND[2]), KOENIGSBERGER[8]). Im Durchschnitt ergibt sich für Kalke und Sandsteine ein spez. Widerstand von etwa $2—5 \cdot 10^5\ \Omega\ cm^3$ für

---

[1]) R. AMBRONN, s. S. 463 Anm. 4.

[2]) K. SUNDBERG, H. LUNDBERG und J EKLUND, s. S 463 Anm 3

[3]) H. HLAUSCHEK, Geologische Grundlagen der geoelektrischen Erdölsuche, ZS. für praktische Geologie Heft 2. 1927.

[4]) K. SUNDBERG, Prospecting for oil by the Swedish geo-electric methods Bulletin of the Institution of Mining and Metallurgy Nr. 29, April 1929, London.

[5]) E BLUMER, Die Erdöllagerstätten. Stuttgart 1922.

[6]) H. REICH, Bemerkungen zur Fortentwicklung der angewandten Geophysik. Metall u Erz 1928, Heft 13.

[7]) H. REICH, Über die elektrische Leitfähigkeit von Gesteinen und nutzbaren Mineralien. Jahrb 1925 der Preuß. Geologischen Landesanstalt, Berlin 1926.

[8]) J. KOENIGSBERGER, Field observations of electrical resistivity and their practical application, Techn. Publ. 129.

feuchten Humusboden $4 \cdot 10^3 - 1{,}8 \cdot 10^4\ \Omega/\mathrm{cm}^3$. Bei schieferigen Gesteinen ist die Leitfahigkeit wesentlich verschieden parallel und senkrecht zur Schieferung. REICH[1]) gibt an als spez. Widerstand in Ω/cm^3 fur Schieferton aus einer Duinger Bohrung parallel zur Schieferung $1-1{,}5 \cdot 10^5$, senkrecht $2-7 \cdot 10^5$, fur eine sehr trockene Probe eines Schiefers von Deister parallel zur Schieferung $4-7 \cdot 10^5$, senkrecht dazu $1{,}5-2 \cdot 10^6$. KOENIGSBERGER[2]) nennt fur Portlandschiefer parallel der Schieferung $5 \cdot 10^4$, senkrecht dazu $1{,}2 \cdot 10^7\ \Omega/\mathrm{cm}^3$.

Bei Erzen, soweit sie an sich gute Leitfahigkeit besitzen, hat der Feuchtigkeitsgehalt naturgemaß keinen wesentlichen Einfluß auf die Leitfahigkeit. Dagegen ist es von großer Bedeutung, ob das Erz kompakt auftritt oder durchsetzt mit schlecht leitenden Einsprengungen, welche die mittlere Leitfähigkeit erheblich herabsetzen konnen. Im letzteren Falle hat wieder der Feuchtigkeitsgehalt einen erheblichen Einfluß auf die resultierende mittlere Leitfahigkeit, da hierdurch die einzelnen Erzteile mehr oder weniger gut leitend miteinander verbunden werden.

Bei Untersuchungen mit mittel- oder hochfrequentem Wechselstrom sind die kapazitiven Eigenschaften der Gesteine von wesentlichem Einfluß auf die Phasenverhaltnisse. Schieferige Gesteine wirken z. B. wie unvollkommene Kondensatoren großer Belegungsflache und geringen Plattenabstandes, welche in großer Zahl in Serie geschaltet sind, worauf HEINE[3]) hingewiesen hat. J. J. JAKOSKY[4])[5]) verweist darauf, daß Konglomerate und durchsetztes Erz als eine Kombination sehr vieler parallel und in Serie geschalteter Kondensatoren aufgefaßt werden konnen und gibt[5]) fur die mittels Meßbrucke mit einem Wechselstrom von 25000 Perioden gemessene Kapazitat verschiedener Stellen eines Handstuckes von Markasit, das von Spalten mit Quarz, Calcit und Feldspat durchsetzt war, Werte an, die im Mittel eine Kapazitat von 3—11 Mikro-Mikrofarad betragen.

Die Messung des spez. Widerstandes geschieht bei Probestucken in bekannter Weise mittels Meßbrucke, wobei das Probestuck zu einem Würfel von 1 cm Kantenlänge zugeschliffen und zwischen zwei Kontaktflachen eingeklemmt wird. Fur Naherungsmessungen an Handstücken

---

1) H. REICH, s. S. 465, Anm. 7.

2) J. KOENIGSBERGER, s. S. 465, Anm. 8.

3) W. HEINE, s. S 463 Anm. 5.

4) J. J. JAKOSKY, Fundamental factors underlying electrical methods of geophysical prospecting, Engineering and Mining Journal 125, Heft 6 und 7, 1928.

5) J. J. JAKOSKY, Operating principles of inductive geophysical processes Techn. Publ. 134.

wird oft lediglich ein Gleich- oder Wechselstrom-Widerstandsmesser benutzt, der uber eine Stromquelle mit zwei Punkten des Handstuckes verbunden ist. Zur Verringerung des Ubergangswiderstandes an den Kontaktstellen werden dabei als Kontakte Drahtbursten verwendet, die am besten vorher in Salzlosung getaucht sind. Solche Naherungsmessungen liefern trotz ihrer Ungenauigkeit im allgemeinen praktisch brauchbarere Ergebnisse als die exakten Messungen an kleinen Wurfeln, da sie bei nicht ganz homogenem Gestein oder gar bei nicht vollig reinem Erz den naturlichen Verhaltnissen naher kommende Mittelwerte ergeben, wahrend in den kleinen Wurfeln von 1 cm³ sich Inhomogenitaten entweder zu stark oder zu schwach geltend machen. Auch konnen leichter großere Mengen von Probestucken untersucht und deren Mittelwerte genommen werden

Uber Widerstandsmessungen im Boden macht J. KOENIGSBERGER[1]) nahere Angaben. Er verwendet als Elektroden kreisformige Eisenplatten, die zur Verringerung des Übergangswiderstandes mittels einer leitenden Masse in guten Kontakt mit dem Fels, Erz oder Boden gebracht werden und gibt als Naherungsformel zur Berechnung des spez Widerstandes an:

$$R = R_0 + \frac{\varrho}{4}\left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} - \frac{1{,}7}{l} + 0\;8 \cdot \frac{a+b}{l^2}\right)$$

Hierin bedeutet R den gemessenen Gesamtwiderstand, R_0 den Widerstand der Zuleitungsdrahte, a und b den Radius der Elektrodenplatten. Werden die Elektroden an zwei Erzkorpern angebracht, welche durch Gesteine anderer Leitfahigkeit voneinander getrennt sind, so konnen nach KOENIGSBERGER diese Erzkorper als Sekundarelektroden angesehen werden, und es gilt dann fur den Gesamtwiderstand die Naherungsformel

$$R = R_0 + \frac{\varrho_1}{4} \cdot \frac{1}{a} + \frac{\varrho_2}{4}\ \frac{1}{a} + \frac{\varrho_3}{4}\left(\frac{c_1}{A_1} + \frac{c_2}{A_2} - \frac{1.7}{L}\right)$$

wobei wieder R_0 der Widerstand der Zuleitungsdrahte und a der Radius der Elektrodenplatten ist, ϱ_1 und ϱ_2 den spez. Widerstand der beiden Erzkorper, L den mittleren Abstand und ϱ_3 den spez. Widerstand des Zwischenmediums bedeutet. Die Konstanten c_1 und c_2 sind = 1 zu setzen, wenn die Oberflachen der Erzkörper nahe der Erdoberflache des Zwischenmediums liegen und uberall darunter und seitlich mit dem Zwischenmedium in Beruhrung stehen. A_1 und A_2 sind die mittleren Radien der als runde Elektrodenplatten anzusehenden Erzkörper.

[1]) J. KOENIGSBERGER, s. S. 465 Anm. 8.

Mittels dieser Messungen und Berechnungen hat Koenigsberger z. B. festgestellt, ob an zwei Stellen bekanntes Erz in durchgehender Verbindung steht.

Über Widerstandsmessungen zur Feststellung des Zusammenhanges von in einem Salzbergwerk austretenden Laugen mit den Tageswassern berichtet H. Hunkel[1]). Eine Wechselstrommeßbrucke wurde einerseits mit dem Tubbingausbau des Schachtes, der in leitender Verbindung mit der Hutlauge und den Tageswassern stand, andererseits mit einer Elektrode verbunden, welche nacheinander in drei Bohrlöchern lag, aus denen Lauge austrat. Der Vergleich der sich dabei ergebenden Widerstandswerte zu denen, welche erhalten wurden, wenn der Widerstand zwischen je zwei der Bohrlocher gemessen wurde, zeigte, daß die bei den ersten Messungen erhaltenen Werte lediglich von dem Ubergangswiderstand an den Elektroden herruhrten, und daß somit die Lauge in den einzelnen Bohrlochern sowohl untereinander als auch mit den Tageswassern in Verbindung stand Durch Messung des Widerstandes bei allmahlichem Zuruckziehen der Sonde in dem einen Bohrloch ergab sich schließlich noch, daß die Punkte geringsten Widerstandes zusammenfielen mit den Stellen, an denen Anhydrit und grauer Salzton erbohrt waren, die als Laugentrager bekannt sind.

Einen anderen Weg der Messung des spez. Widerstandes im Boden beschreiten Hotchkiss, Rooney und Fisher[2]) unter Ausbau einer Methode von Fr Wenner[3]). Es werden dabei vier Elektroden in gleichen Abstanden a langs einer geraden Linie geerdet und dem Boden wird durch die beiden außeren ein Gleichstrom von der Stromstarke J zugefuhrt. Zwischen dem mittleren Elektrodenpaar wird die Spannung V gemessen, indem von einem Potentiometer, das an eine kleine Batterie angeschlossen ist, eine Spannung abgegriffen wird, welche die Sondenspannung gerade kompensiert Die eine Sonde ist dabei an die mit dem positiven Pol der Stromquelle verbundene Klemme des Potentiometerdrahtes, die andere uber ein Nullinstrument an den variablen Mittelabgriff gelegt. Auf diese Weise wird vermieden, daß durch den Nebenschluß des Sondenzweiges das Potentialfeld im Boden deformiert wird. Denn der Widerstand im Boden ist etwa von gleicher Großenordnung wie der Widerstand eines Voltmeters. Ferner werden die Übergangswiderstande zwischen Sonden und Boden, welche bei direkter

[1]) H. Hunkel, Moderne Untersuchung von Laugenzuflussen mit Hilfe elektrischer Verfahren, Kali Heft 1. 1926.

[2]) W. O. Hotchkiss, W. J. Rooney and J. Fisher. Earth-resistivity measurements in the Lake Superior Copper Country. Techn. Publ. 82.

[3]) Fr. Wenner, A method of measuring earth-resistivity. U. S. Bureau of Standards Bull. 12, Nr. 4, 469. 1916.

Ablesung der Spannung die Ergebnisse unsicher machen können, eliminiert. Es ist dann, wenn die Elektroden an der Erdoberfläche verlegt sind, der spez. Widerstand

$$\varrho = 2\pi a \frac{V}{J}, \text{ bzw. } \varrho = 4\pi a \frac{V}{J}.$$

falls die Elektroden im Innern des Bodens in einem Abstand von der Erdoberfläche $\geqq$ a angebracht sind. Als Elektroden werden in weichem Boden Metallspieße benutzt, auf felsigem Boden werden Kupferspiralen verwendet, welche in mit Kupfersulfat getränkte Watte gehüllt sind. Zur Ausschaltung der natürlichen Erdströme und zur Vermeidung von elektrischer Polarisation an den Elektroden werden Gleichstrom und Meßapparate durch einen rotierenden Kommutator ständig umgeschaltet. Da durch diese kontinuierliche Unterbrechung von den Instrumenten niedrigere Werte von Strom und Spannung angezeigt werden, als tatsächlich im Boden vorhanden sind, muß zur Berechnung der wahren Werte noch ein für allemal ein Fehlerfaktor ermittelt werden, der sich aus der Größe der Segmente des Kommutators und seiner Umdrehungsgeschwindigkeit ergibt. Diese Methode hat den Vorteil, daß die Übergangswiderstände an den Strom zuführenden Elektroden welche in jede direkte Widerstandsmessung einen großen Unsicherheitsfaktor hineinbringen, nicht in Betracht kommen.

Ein anderes, bei gleicher Elektrodenanordnung zu verwendendes Meßinstrument, den sogen. „Megger", der auch von Starkstrom- und Telephongesellschaften verwendet werden soll, beschreibt C. A Heiland[1]). Der primäre Strom wird in diesem Instrument durch einen handbetriebenen Gleichstromgenerator erzeugt Auf der Armatur dieses Generators ist noch der Stromwender und der Spannungskommutator montiert. An Stelle eines Potentiometers und eines Amperemeters wird ein Ohmmeter benutzt, auf dessen beweglichem System eine Strom- und eine Spannungsspule so angeordnet sind, daß sie elektrisch gegeneinander wirken. Die Ablesung auf der Skala gibt deshalb das Verhältnis von Spannung und Strom oder Ohms. Der Abstand a je zweier Elektroden ist wieder gemäß der obigen Formel zu berücksichtigen. Der Megger hat gegenüber der oben genannten Meßanordnung den Nachteil, daß zwischen den mittleren Elektroden ein Strom entnommen wird, wodurch sowohl das Spannungsfeld im Boden deformiert wird, als auch die Übergangswiderstände an den mittleren Elektroden in die Messung eingehen.

[1]) C. A. Heiland, Geophysical methods of prospecting, Quartely of the Colorado School of Mines, Bd. XXIV Nr. 1, 1929.

Bei gleichartigem und elektrisch homogenem Gestein ist in der obigen Formel ϱ der spez. Widerstand dieses Gesteins; bei inhomogenem Boden ist das erhaltene ϱ ein Mittelwert, zu dem die Leitfähigkeiten der einzelnen Bestandteile nach Maßgabe ihrer Lage zum Stromverlauf beitragen. Nach den genannten Autoren hat sich herausgestellt, daß, trotzdem der Strom sich im ganzen Boden verteilt, praktisch in der Messung ein Bereich nach der Seite und nach der Tiefe zu sich ausprägt, der gleich dem Abstand a zwischen je zwei Elektroden ist. Somit ist diese Methode zur Tiefenbestimmung z. B. von Grundwasserhorizonten zu verwenden, da mit wachsendem Elektrodenabstand sich der Wert von ϱ erheblich ändert, sobald der Abstand a größer

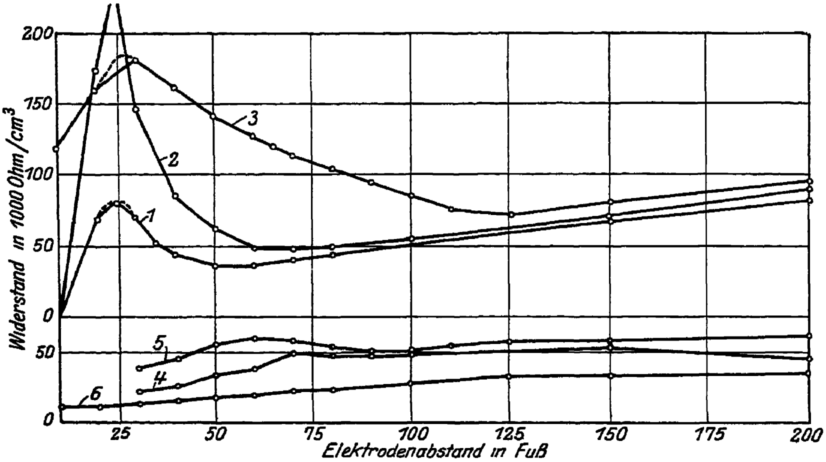


Fig. 1. Widerstandskurven zur Bestimmung der Tiefe von Grundwasser in Painesdale mittels der Methode von WENNER. Nach HOTCHKISS, ROONEY und FISHER.

als die Tiefe des Grundwasserhorizontes wird. Fig. 1 gibt nach Fig. 2 bei HOTCHKISS, ROONEY und FISHER ein Beispiel hierfür. Die Werte von ϱ zeigen erst niedrige Werte bei ganz geringen Abständen, entsprechend der relativ guten Leitfähigkeit der obersten Humusschicht. Sie steigen dann an mit dem zunehmenden Einfluß des relativ trockenen Untergrundes und fallen plötzlich stark ab (von a = 25 Fuß an) entsprechend der durch Bohrungen bestätigten oberen Grenze des Grundwasserhorizontes. Von etwa a = 60 Fuß ab steigen sie wieder langsam an, was mit dem Überschreiten der unteren Grenze des Grundwassers zusammenhängt. Die Erfahrung, daß die durch die Messung erfaßte Tiefe gleich dem Elektrodenabstand ist, wird von SUNDBERG[1]) be-

[1]) Discussion on the papers on geophysical prospection. Techn. Publ. 130.

statigt, welcher erwahnt, daß die Swedish Electrical Prospecting Malmletning Corp. eine ganz ahnliche Methode besitze.

Außer zur Messung von spez Widerstanden von Gestein im Boden und zur Feststellung von Grundwassertiefen laßt sich die genannte Methode auch z. B. anwenden zur Ermittlung der Machtigkeit eines Erzlagers, wofur in der genannten Arbeit gleichfalls ein Beispiel gebracht wird

§ 3. Die Untersuchung natürlicher Erdstrome.

Durch Elektrolyse bilden sich bei Erzlagerstatten, besonders solchen sulfidischer Erze, naturliche elektrische Erdstrome, welche unseres Wissens zuerst von Schlumberger[1])[2]) zur Auffindung von Lagerstätten benutzt worden sind. Nach Leonardon und Kelly[3]) haben alle elektrisch leitenden Erzkorper die Eigenschaft, in mehr oder weniger starkem Maße solche Strome zu erzeugen, doch ist dabei Voraussetzung, daß der Erzkorper als Masse leitend wirkt Wo zwar das Erz selbst leitend ist, die Erzlagerstatte aber infolge starker Einsprengungen von schlecht leitendem Gestein als ganzes nicht als guter Leiter wirkt, ist diese Erscheinung nicht beobachtet worden, und es ist somit auch ihre Feststellung auf diesem Wege nicht moglich

Diese Strome zeigen große zeitliche Konstanz, denn nach Leonardon und Kelly[3]) hatte eine Untersuchung in St. Bel in Frankreich im Jahre 1921 genau die gleichen Ergebnisse wie eine am gleichen Ort 1913 vorgenommene. Die Strome fließen in dem Erzkorper von den hoher nach den tiefer gelegenen Teilen und der Stromfluß schließt sich durch das die Erzlagerstätte umgebende Gestein An der Erdoberflache ist somit der Potentialfall auf einen uber dem Erzkorper gelegenen Punkt hin gerichtet. Die Aquipotentiallinien dieses elektrischen Feldes an der Erdoberflache sind geschlossene Kurven, welche die ungefahren Umrisse des Erzkorpers abbilden.

Zur Messung dieser Ströme, wie uberhaupt bei allen Gleichstrommessungen im Boden, müssen unpolarisierbare Elektroden verwendet werden, da an den Kontaktstellen zwischen dem Boden und den Abnahmesonden sich bei Verwendung gewohnlicher Metallstabe Polarisationsspannungen bilden, welche den in die Sonden ein- bzw. aus ihnen austretenden Strömen entgegengerichtet sind und somit die Meßergebnisse beeinflussen. Die unpolarisierbare Elektrode besteht

---

[1]) C. Schlumberger, s. S. 463 Anm. 2.

[2]) D. R. P. 269928 von C. Schlumberger.

[3]) E. G. Leonardon und S. F. Kelly, Exploring for ore by potential methods. Engineering and Mining Journal 125, Heft 2 und 4, 1928.

nach SCHLUMBERGER[1]) aus einem Tongefaß mit porosem Boden, welches mit einer konzentrierten Salzlosung, z. B Kupfersulfat, gefullt ist, in das ein Metallstab des gleichen Metalls, dessen Salzlosung als Elektrolyt dient, also z. B. ein Kupferstab, eintaucht An diesen Metallstab ist dann der Draht angeschlossen, welcher uber ein empfindliches Galvanometer hohen inneren Widerstandes als Meßinstrument mit der anderen gleichfalls unpolarisierbaren Suchelektrode verbunden ist.

Zur Auffindung einer Lagerstatte mittels ihrer Polarisationsstrome wird nach LEONARDON und KELLY[2]) zunachst das fragliche Gebiet mit einem System von Potentialprofilen bedeckt, d h es wird langs Profillinien der Potentialabfall zwischen zwei stets in gleichem Abstand

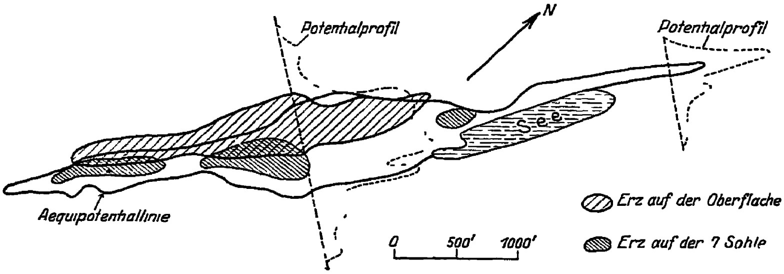


Fig. 2. Aquipotentiallinien und Potentialprofile des naturlichen Polarisationsstromes uber dem Erzkorper der Frood-Mine in Sudbury. Nach LEONARDON und KELLY

geerdeten Sonden mit einem empfindlichen Spannungsmesser Stuck für Stuck gemessen Die Kurve der Spannungswerte ist, wo keine Leiter im Untergrund vorhanden sind, nur eine flache Wellenlinie, dagegen in der Nahe des Erzlagers steigt sie zu relativ erheblichen Betragen an. Die Spannungswerte konnen dann bis zu 0,22 Volt betragen, wahrend die Meßfehler sich in Grenzen von 0,01—0,02 Volt halten. Sind durch solche Potentialprofile die Storungsgebiete zuerst ermittelt, so werden dann an den fraglichen Stellen Äquipotentiallinien gemessen. Dabei wird zunächst an einem willkurlich gewahlten Ausgangspunkt die eine Sonde geerdet und es wird mit der anderen Sonde der Boden in einem bestimmten Abstand von der ersten solange abgetastet, bis ein Punkt gefunden ist, der gleiches Potential wie der Festpunkt besitzt, so daß das Meßinstrument keinen Ausschlag zeigt. Der so gefundene Punkt wird nun zum Ausgangspunkt einer neuen Messung gemacht, so daß auf diesem Wege fortlaufend eine hinreichende

[1]) D. R. P. 269928 von C. SCHLUMBERGER.
[2]) E. G. LEONARDON und S. F. KELLY, s. S. 471 Anm. 3.

Zahl zu einer Potentiallinie gehoriger Punkte aufgesucht werden. um die Form der Kurve zu erkennen. Entsprechend werden weitere Potentiallinien gemessen, bis sich ein genugend klares Bild von der Gestalt des Erzkorpers ergibt. Fig. 2 zeigt nach LEONARDON und KELLY Äquipotentiallinien und Potentialprofile uber dem Nickelerzlager der Frood-Mine in Sudbury. Das Nickelerz nahe der Oberflache und in 700 Fuß Tiefe ist durch verschiedene Schraffur angedeutet Weitere am genannten Ort veroffentlichte Beispiele betreffen Untersuchungen in Tilva Roch bei Bor in Serbien und in St. Bel in Frankreich. In St. Bel liegt die oberste Spitze des Erzes uber 300 Fuß tief

Außer diesen naturlichen Erdstromen können nach SCHLUMBERGER[1]) zur Auffindung von Einlagerungen u a. auch noch Polarisationsstrome benutzt werden, welche sich bei verschiedenen Lagerstatten, wie z B. solchen von Magnetit, Bleiglanz und Pyrit, infolge Anlegens einer kunstlichen Gleichspannung an den Boden bilden Nach Abschaltung der Stromquelle wirken diese Polarisationsstrome noch eine Zeitlang nach, und es konnen dann in gleicher Weise ihre Potentiallinien aufgesucht werden, welche sich um den positiven und negativen Pol dieses „Sekundarelementes“ als zwei konzentrische Kurvenscharen ausbilden. Die Potentialunterschiede dieses Sekundarelements bleiben aber nach SCHLUMBERGER sehr klein und uberschreiten niemals 1,5 Volt

Neben diesen auf spontaner Polarisation beruhenden existiert eine andere Art von naturlichen Erdstromen, welche schon in der ersten Halfte des vorigen Jahrhunderts sich durch das Auftreten von Potentialdifferenzen an den Enden von Telegraphenleitungen bemerkbar machte und uber welche, die altere Literatur zusammenfassend, B. WEINSTEIN[2]) eine Arbeit veroffentlicht hat. Neuerdings berichten uber Registrierungen dieser Erdstrome L. A BAUER[3]) sowie KOENIGSBERGER und HECKER[4]), welche Erdstrombeobachtungen am Gonzen in der Schweiz und in mitteldeutschen Bergwerken vorgenommen haben. Diese Strome scheinen mit erdmagnetischen Erscheinungen zusammenzuhangen. Zum Zwecke elektrischer Schurfung werden sie vorerst nicht benutzt, doch sind sie insofern dabei von Belang, als sie die Ergebnisse sowohl der oben besprochenen Messung der naturlichen

---

[1]) D. R. P. 269928 von C. SCHLUMBERGER.

[2]) B. WEINSTEIN, Die Erdstrome im deutschen Reichstelegraphengebiet und ihr Zusammenhang mit den erdmagnetischen Erscheinungen. Braunschweig 1900.

[3]) L. A. BAUER, Terrestrial Magnetism 27, 1—30. 1922.

[4]) J. KOENIGSBERGER und HECKER, Beobachtung des vertikalen Erdstromes am Gonzen. ZS. f. Geophysik Heft 4. 1925.

Erdströme elektrochemischer Herkunft als auch die unten zu besprechenden Methoden der Untersuchung mittels künstlich dem Boden zugeführten Gleichstromes beeinflussen können.

Über eine dritte Art natürlicher Erdströme berichtet H. HUNKEL[1]). Er nennt sie „turbulente Eigenströme". Sie sind bedeutend schwächer als die oben behandelten beiden Arten von Erdströmen und gehen von räumlichen Polen geringer Ausdehnung aus, die regellos innerhalb der Räume verteilt sind, in denen diese Ströme in allen Richtungen zirkulieren, ohne daß eine Richtung merklich bevorzugt erscheint. Fig. 3 zeigt nach Abb. 1 bei HUNKEL die auf einem $2^1/_2$ qm großen Stück der Erdoberfläche mit unpolarisierbaren Elektroden gemessenen Äquipotentiallinien solcher Pole und die zugehörigen Flächenpole selbst. Die positiven und negativen Flächenpole haben nach HUNKEL eine auffällig verschiedene Gestalt. Die negativen Flächenpole sind klein und besitzen in ihrer Umgebung überall große Spannungsgradienten, während die positiven Flächenpole groß und unregelmäßig gestaltet sind und in ihrer Umgebung kleine Spannungsgradienten besitzen. Durch Betrachtung der Häufigkeit des Auftretens verschiedener Potentialwerte auf einer Fläche und längs einer willkürlich gewählten Profillinie A B kommt HUNKEL zu Ergebnissen über die Wahrscheinlichkeit des Auftretens bestimmter Potentialwerte und damit zu einem Kriterium für das evtl. Vorhandensein einer Anhäufung extremer Flächenpole in der Umgebung eines Meßpunktes.

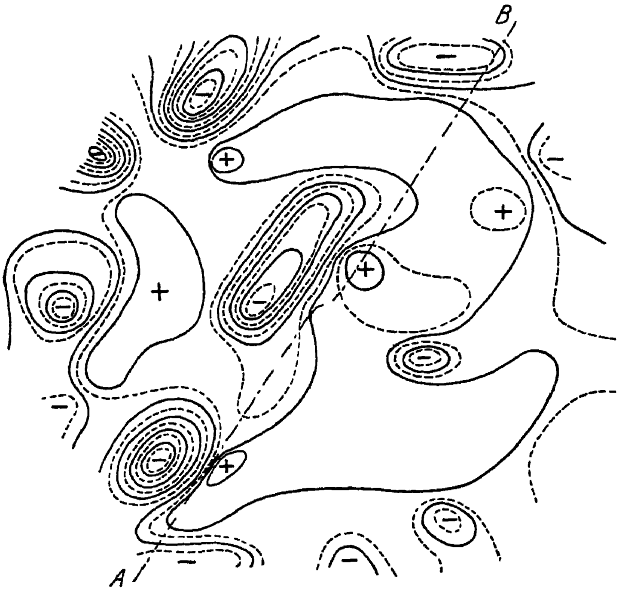


Fig. 3. Äquipotentiallinien der turbulenten Eigenströme und Verteilung der Flächenpole auf einem 2,5 qm großen Stück der Erdoberfläche. Nach HUNKEL

[1]) H. HUNKEL, Über turbulente Eigenströme der obersten Erdschichten und ihre Beziehungen zu den Gesteinsgrenzen, ZS. f. praktische Geologie Heft 7 und 9. 1928.

Die Frage nach der Ursache der turbulenten Eigenströme beantwortet HUNKEL auf Grund praktischer Messungen im Gelände dahin, daß Verwitterungsvorgänge indirekt die Ströme hervorrufen, insofern durch diese die Zusammensetzung der Bodenlösungen bedingt ist. Analog den in der Physik durch HELMHOLTZ und MOSER bekannten Konzentrationsketten bilden sich durch Unterschiede in der Konzentration und chemischen Zusammensetzung der Bodenlösungen Potentialdifferenzen aus, welche das Auftreten der Pole und damit der turbulenten Eigenströme hervorrufen. Als eine der wichtigsten chemischen Komponenten ist dabei der Kieselsäuregehalt der verschiedenen Gesteine anzusehen. In der Nähe von Gesteinsgrenzen sind infolge tiefer gehender Verwitterung und mächtigerer Überdeckung meist günstigere Bedingungen für stärkere Konzentrationsunterschiede gegeben. Vor allem aber treten dort chemische Unterschiede der Bodenlösungen, bedingt durch die petrographische Verschiedenheit der an der Grenze zusammenstoßenden Gesteine, auf.

HUNKEL zeigt nun an einer Reihe von Meßergebnissen, welche durch Bohrungen und Schürfe nachgeprüft wurden, daß Gesteinsgrenzen sich tatsächlich durch eine Häufung extremer Flächenpole bemerkbar machen. Das besprochene Untersuchungsgebiet war ein Teil des Blattes Roßdorf der geologischen Karte von Hessen, wo Granit, Schieferhornfels, Diabas und Melaphyr zusammenstoßen. Die Messungen längs einer Reihe von Profillinien zeigten eine gewisse Abweichung gegenüber der geologischen Karte, welche durch die Bohrungen und Schürfungen bestätigt wurden. Als Ergebnis kann festgestellt werden, daß die von HUNKEL entwickelte Methode der Messung turbulenter Eigenströme in Gebieten mit nicht zu mächtiger Überdeckung ein brauchbares Hilfsmittel zur Feststellung von Gesteinsgrenzen und damit zur geologischen Spezialkartierung sein dürfte.

ZWEITES KAPITEL.

Gleich- und Wechselstrommethode.

§ 1. Messungen mittels dem Boden zugeführten Gleichstromes.

Wird dem Boden künstlich ein elektrischer Strom zugeführt, so verteilt sich dieser im Untergrund entsprechend den Leitfähigkeitsverhältnissen. Im allgemeinen findet die Stromzuführung so statt, daß der positive und negative Pol einer Stromquelle je mit einer Elektrode verbunden wird, die in einer gewissen Entfernung voneinander liegen und mit dem Boden leitend verbunden sind. Der elektrische Strom

fließt dann von der mit dem positiven Pol der Stromquelle verbundenen Elektrode durch den Untergrund zu der anderen Elektrode und von dieser in der Leitung zur Stromquelle zurück. Als Stromquelle dient entweder eine Batterie oder meist ein Generator, welcher 100—500 Volt Klemmspannung besitzt. Der Abstand der Elektroden beträgt je nach der Größe des zu untersuchenden Gebietes und nach der vermuteten Tiefenlage der gesuchten Einlagerungen zwischen etwa hundert bis einigen tausend Metern. Im allgemeinen werden die Elektroden so angebracht, daß das zu untersuchende Gebiet zwischen ihnen liegt. Als Elektroden dienen Metallstäbe, welche in den Boden geschlagen, oder Bleche, welche eingegraben werden. Zur Verringerung des Übergangswiderstandes an den Elektroden können mehrere Stäbe oder Bleche dicht beieinander angebracht und diese außerdem noch mit Wasser oder Kochsalzlösung begossen werden. Da der elektrische Strom sich von der Elektrode aus nach den Seiten und der Tiefe ausbreitet, ist die Stromdichte in unmittelbarer Umgebung der Elektroden am größten, und infolgedessen ist der Widerstand an den Elektroden von erheblichstem Einfluß auf die Strommenge, welche dem Boden zugeführt werden kann, während in einiger Entfernung von den Elektroden infolge des rasch zunehmenden Querschnittes der Stromfäden der Widerstand auch bei relativ hohem spezifischen Widerstand des Bodens nur relativ gering ist. Demgemaß findet auch der größte Teil des Spannungsabfalls in unmittelbarer Nähe der Elektroden statt.

Ist die räumliche Ausdehnung der Elektroden sehr klein gegenüber ihrem Abstand, so spricht man von „Punkt"-Elektroden. Diese Form findet am meisten Verwendung. Daneben sind auch noch andere Elektrodenanordnungen vorgeschlagen worden, von denen hier nur die von der schwedischen Gesellschaft Aktiebolaget Elektrisk Malmletning, Stockholm, verwendeten Linienelektroden genannt seien. Nach SUNDBERG, LUNDBERG und EKLUND[1]) und D. R. P. 328835 von LUNDBERG und NATHORST bestehen diese aus langen blanken Kupferdrähten, welche parallel zueinander in den Boden gegraben werden oder aus längs zweier paralleler Linien in den Boden getriebener Metallstäbe, die so untereinander und mit der Stromquelle verbunden sind, daß der Strom von diesen Linienelektroden aus in den Boden tritt. Die letztere Form verwendet auch A. PETROWSKY[2]). Die Länge dieser Linienelektroden ist etwa gleich oder evtl. sogar größer als der Elektrodenabstand.

---

[1]) K. SUNDBERG, H. LUNDBERG und J. EKLUND, s. S. 463 Anm. 3.

[2]) A. PETROWSKY, Electrometric methods in ore prospection and experimental investigations at Ridders Mine during summer 1924. Bulletin of the Institute of Applied Geophysics 1, Leningrad 1925, S. 107—134.

Der Zweck der Punkt- wie der Linienelektroden ist. ein Stromfeld herzustellen, das fur absolut homogenen Untergrund theoretisch berechenbar ist, so daß mit diesem theoretischen Bilde das sich bei den einzelnen praktischen Untersuchungen ergebende leicht verglichen werden kann. Fur Punktelektroden ist das theoretische Stromlinienbild gleich dem bekannten Kraftlinienbild eines Stabmagneten. Bei Linienelektroden ist an der Erdoberflache der ungestorte Stromverlauf, wenigstens in einiger Entfernung von den Enden, zwischen den Linien geradlinig senkrecht zu den Elektroden Abweichungen des Stromverlaufs machen sich somit bei Linienelektroden besonders deutlich bemerkbar. Dagegen ist bei diesen ein großer Nachteil, daß in der Praxis die Ubergangswiderstande an den einzelnen Stellen der Elektrodenlinien nur sehr schwer vollig gleich zu machen sind, wodurch das Stromungs- und Potentiallinienbild in schwer kontrollierbarer Weise wieder deformiert wird.

Fur den Verlauf des dem Boden zugefuhrten Stromes im Untergrunde gilt das Gesetz des kleinsten Zwanges. Sind besonders in dem von Strom durchflossenen Boden Einlagerungen besserer Leitfahigkeit, so fließen aus deren Umgebung in diese diejenigen Stromfaden hinein fur welche, auch bei langerer geometrischer Bahn, der Weg durch die Einlagerung eine Verminderung ihres Gesamtwiderstandes bedeutet Dadurch entsteht eine Stromverdunnung in der Umgebung der Einlagerung, welche in immer abnehmendem Maße eine Verlagerung und eine Querschnittsvergroßerung fur die weiter benachbarten Stromlinien zur Folge hat. Diese Beeinflussung des Stromverlaufs durch die besser leitende Einlagerung kann somit auch an der Erdoberflache bei geeigneten Verhaltnissen wahrgenommen werden

Im allgemeinen wird an der Erdoberflache oder an zuganglichen Stellen des Untergrundes nicht Richtung und Starke des Stromverlaufs, sondern das elektrische Potentialfeld messend verfolgt Dies geschieht entweder durch Ausmessen des Potentialabfalles oder durch Aufsuchen der zu den Stromlinien senkrecht verlaufenden Äquipotentiallinien Die Messung von Potentialabfall bzw. Potentiallinien erfolgt in gleicher Weise, wie oben fur die naturlichen Erdstrome beschrieben wurde Der Vergleich der aus der Messung sich ergebenden Spannungsverteilung mit der fur homogenen Boden theoretisch errechneten läßt die Gebiete erkennen, wo Abweichungen vorliegen und laßt Rückschlüsse auf die Ursache der Storung zu. Dabei ist aber zu beachten, daß nach den obigen Darlegungen über die Leitfahigkeit eine Beeinflussung der Potentialverteilung nicht nur durch in der Praxis meist gesuchte Erzlager stattfindet, sondern daß auch systematische Änderungen der Durch-

feuchtung, Schieferung usw Leitfahigkeitsunterschiede des Untergrundes bedingen und damit das Potentialfeld beeinflussen Eine hinreichende Erfahrung in der Anwendung der Methoden und Zusammenarbeit von Geophysiker und Geologen wird aber in vielen Fallen eine Unterscheidung der verschiedenen Ursachen ermoglichen.

Über Potentiallinienmessungen mit Gleichstrom berichten außer SCHLUMBERGER[1]) neuerdings LEONARDON und KELLY[2]) und A. PETROWSKY[3]), welcher im Sommer 1924 in der Ridder's Mine im Altaigebirge Untersuchungen mit Gleichstrom wie auch solche der auftretenden naturlichen Erdstrome durchgefuhrt hat

Es sei hier noch darauf hingewiesen, daß in stark bergigem Gelande der Verlauf der Potentiallinien erheblich von der Topographie beeinflußt werden kann Darauf hat mit Beispielen aus einer Potentiallinienmessung mit Wechselstrom W. HEINE[4])[5]) hingewiesen. Da die Potentiallinien die Schnitte der Erdoberflache mit den Potentialflachen darstellen, konnen unter Umstanden bei bewegtem Gelande die Potentiallinien Verbiegungen erleiden, welche Einlagerungen im Untergrund vortauschen, andererseits konnen durch tatsachlich vorhandene Einlagerungen hervorgerufene Deformationen der Potentialflachen durch die Gelandewirkung soweit kompensiert werden, daß die auf die Kartenebene projizierten Potentiallinien als ungestört erscheinen Fig 4 zeigt nach HEINE[4])[5]) ein schematisches Beispiel in Aufriß und Grundriß fur beide Fälle.

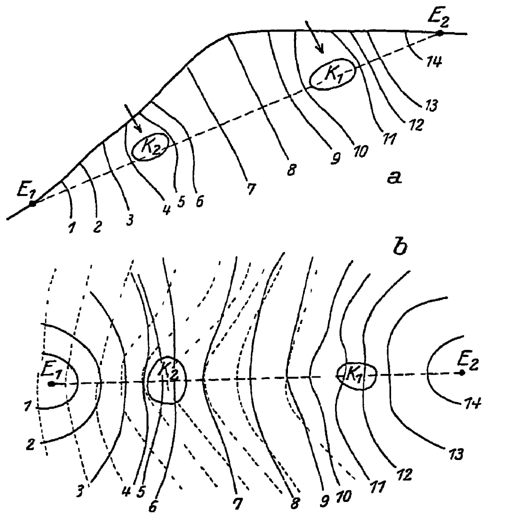


Fig 4. Verbiegung der Äquipotentiallinien durch bergiges Gelande. Nach HEINE.

K_1 und K_2 sind zwei Störungskörper, die Linien 1—14 die Schnitte der Potentialflächen mit der Schnittebene bzw. der Erdoberflache,

[1]) C. SCHLUMBERGER, s. S. 462 Anm. 2.
[2]) E. G. LEONARDON und S F. KELLY, s. S. 471 Anm. 3.
[3]) A. PETROWSKY, s. S. 476 Anm. 2.
[4]) W. HEINE, s. S. 463 Anm. 5.
[5]) W. HEINE, Beispiele für die Auswertung der raumlichen Verbiegung der Potentialflächen zur Feststellung von Einlagerungen. Metall u. Erz Heft 17. 1927.

E_1 und E_2 sind die Elektroden, welche dem Boden den Strom zufuhren, und die punktierten Linien die Isohypsen. Die Deformation der Potentiallinien 3—6 durch K_1 ist durch die Gelandewirkung fast verwischt, die Verbiegung der Potentiallinie 7 ist lediglich durch den Schnitt der Flache mit dem Gelande bedingt und die Abbildung der Einlagerung K_2 im Verlauf der Linien 10 und 11 ist nicht senkrecht uber der Einlagerung, sondern seitlich verschoben Man sieht daraus auch, daß Storungskorper sich an die Oberflache nicht vertikal oder senkrecht zur Erdoberflache sondern senkrecht zur Verbindungslinie der Elektroden projizieren, worauf gleichfalls bei der Auswertung von Potentiallinienbildern zu achten ist. Ein Kriterium, ob eine Verbiegung einer Potentiallinie durch eine Einlagerung oder durch das Gelande hervorgerufen ist, ergibt sich durch Verbinden der Schnittpunkte einer Potentiallinie mit zugehorigen Hohenlinien. Sind diese Verbindungslinien, wenigstens auf eine Erstreckung, auf welche eine ungestorte Potentialflache als Ebene angesehen werden kann, untereinander parallel, so liegt eine reine Gelandewirkung vor und es kann dann auf bekannte Weise daraus noch Streichen und Fallen der Flache ermittelt werden.

Fur die Anwendung der Messung der Potentialflachen zur Feststellung von Vererzungszonen in Bergwerken werden spater Beispiele gebracht werden

Wahrend Warren Weaver[1]) theoretisch und durch Modellversuche die Beeinflussung des Potentialabfalles durch verschiedene ubereinander liegende Schichten abweichender Leitfahigkeit untersucht. gibt eine Arbeit von Grosby und Leonardon[2]) praktische Beispiele fur die Anwendung von Potentialmessungen auf die Feststellung der Tiefe des anstehenden Gesteins anlaßlich des Baues eines Staudammes im oberen Connecticut River. Die prakambrischen Schiefer des Untergrundes wiesen dort einen spezifischen Widerstand von 300000 bis 400000 Ohm auf, wahrend die starker durchfeuchtete glaziale Uberdeckung einen solchen zwischen 18000 und 50000 Ohm besaßen. Die Messung wurde so durchgefuhrt, daß die eine der stromzufuhrenden Elektroden an dem zu untersuchenden Punkt geerdet, die andere in so großer Entfernung davon verlegt wurde, daß praktisch die theoretischen Überlegungen, welche für unendlich weit voneinander entfernte Elektroden gelten, anwendbar waren. Radial von der ersten Elektrode wurden eine Reihe relativ kurzer Potentialprofile gelegt,

---

[1]) Warren Weaver, Certain applications of the surface potential method. Techn. Publ. 121.

[2]) J. V. Grosby und E. G Leonardon, Electrical prospecting applied to foundation problems. Techn. Publ. 131.

deren zusammengehörige Entfernungen von der Elektrode als mittlerer Widerstand in Abhängigkeit von der Tiefe aufgetragen wurden. Die Mächtigkeit des Schotters über dem Gestein mußte sich somit in dem Potentialverlauf bemerkbar machen. Von den über 100 Messungen der Untersuchung werden in der Arbeit 8 besprochen, welche zunächst zu Versuchszwecken an Stellen ausgeführt wurden, wo durch Bohrlöcher der Untergrund bekannt war. Von diesen zeigt die auf Grund der elektrischen Untersuchung angegebene Tiefe des festen Gesteins unter der Oberfläche an fünf Stellen hinreichende Übereinstimmung mit der erbohrten Tiefe Für die Abweichung bei den drei übrigen werden die Gründe angegeben, welche in zwei Fällen auf das Vorhandensein einer schlechter leitenden Schicht in der Überdeckung zu suchen sind.

Weitere auf gleiche Weise aus der Messung des Potentialabfalles ermittelte Widerstandskurven, welche von der Schlumberger Gesellschaft zur Feststellung der Tiefe eines vermuteten Salzstockes im Elsaß aufgenommen und im Prospekt dieser Gesellschaft veröffentlicht sind, werden von H. Hunkel diskutiert[1]). Hunkel sucht zu zeigen, daß in diesen Fällen keine Übereinstimmung zwischen elektrischer Tiefenbestimmung mittels Potentialprofilen und Bohrergebnissen besteht Da, wie Hunkel dort hervorhebt, die Potentialmessungen ein Bild der an der Erdoberfläche jeweils herrschenden Stromdichte ergeben, können sie gleichwohl auch in Fällen, wo die aus ihnen gefolgerten Tiefenbestimmungen als fraglich erscheinen, Hinweise auf die tektonischen Verhältnisse des Untergrundes geben und es gelingt Hunkel, den Zusammenhang von Schlumbergers Potentialmessungen bei dem Salzhorst bei Ensisheim im Elsaß mit den Bruchspalten und dem Aufragen des Meienheimer Salzhorstes zu zeigen.

§ 2. Messungen mit dem Boden durch Elektroden zugeführtem Wechselstrom.

Wird an Stelle von Gleichstrom dem Boden Wechselstrom beliebiger Frequenz zugeführt, so gelten zunächst hinsichtlich der Potentialverteilung und ihrer Beeinflussung, Geländewirkung usw. die im vorigen Paragraphen auf Gleichstrom sich beziehenden Ausführungen. Aber sie gelten nicht mehr streng, da es sich hier nicht mehr um stationäre, sondern um quasistationäre Felder handelt. Neben dem Ohmschen wirkt auf die Stromverteilung nun auch der kapazitive Widerstand des

[1]) H. Hunkel, Über den angeblichen geophysikalischen Nachweis von Salzdomen im Oberelsaß, Kali und verwandte Salze Heft 23, 24, 1928 und Heft 1. 1929.

Bodens bzw. seiner Einlagerungen. Ferner induzieren die einzelnen Stromfäden im Boden aufeinander und die Leitung, welche von der Stromquelle zu den Elektroden führt, erzeugt im Boden ein sekundäres Wirbelfeld. Infolgedessen treten Phasenverschiebungen der einzelnen Stromfäden gegeneinander auf und somit gibt es wie HEINE[1,2]) ZUSCHLAG[3]), AMBRONN[4]), SUNDBERG[5]) hervorgehoben haben, im Boden kein definiertes Potentialfeld, auch nicht für Momentanwerte von Strom und Spannung, sondern der elektrische Vektor schwingt an jedem Punkt während einer Wechselstromperiode auf einer ebenen Ellipse. Daraus ergibt sich, daß Potentialmessungen streng genommen nicht möglich sind. In der Praxis können solche Messungen trotzdem häufig zu brauchbaren Ergebnissen führen. Nur geben dann die gemessenen Linien entsprechend der Einstellung zweier Sonden auf Minimum der Stromstärke die Richtung der kleinen Achsen der Schwingungsellipsen an der Erdoberfläche. Da in der Literatur diese Linien fast durchweg auch als „Potentiallinien“ bezeichnet werden, sei im Bewußtsein ihrer physikalischen Ungenauigkeit diese Bezeichnung auch im folgenden beibehalten. Die Phasenverschiebung zweier um den Sondenabstand voneinander entfernter Stromquellen macht sich dabei bemerkbar durch die mehr oder weniger große Stromstärke in der Minimumstellung der Sonden und dem stärkeren oder geringeren Anschwellen des Stromes bei seitlicher Verrückung der einen Sonde.

Der Vorteil des Wechselstromes vor dem Gleichstrom für Bodenuntersuchungen liegt in drei Richtungen:

1. Es kann bei Verwendung von Wechselstrom von einer Frequenz von 500—1000 Hertz (Tonfrequenz) als Anzeigeinstrument im Sondenkreis ein Telephon benutzt werden, was gegenüber der Verwendung eines Galvanometers ein bedeutend schnelleres Arbeiten erlaubt. Die Verwendung von Verstärkern, wie sie aus der Radiotechnik bekannt sind, erlaubt eine Verringerung des dem Boden zugeführten Stromes. An Stelle von unpolarisierbaren Elektroden, die bei Gleichstrommessungen unumgänglich sind, genügen einfache Metallstäbe.

---

[1]) W. HEINE, s. S. 463 Anm. 5.

[2]) W. HEINE, Die Einflüsse von Induktion und Kapazität bei geophysikalischen Potentiallinienmessungen. Phys. ZS. Heft 8. 1926.

[3]) TH. ZUSCHLAG, The Problem of electric prospecting. Engineering and Mining Journal **132**, Heft 8, 1927.

[4]) R. AMBRONN, Elektrische Bodenforschung mittels Wechselströmen. Gerlands Beiträge zur Geophysik Heft 1. 1928.

[5]) K. SUNDBERG und A. NORDSTRÖM, Electrical prospecting for molybdenite at Questa. Techn. Publ. 122.

2. Die induktive Wirkung des Wechselstromes erlaubt die Verwendung von Induktionsspulen zur Messung des magnetischen Feldes des im Boden fließenden Stromes, wodurch eine weitere Moglichkeit zur Erkennung der Untergrundsverhaltnisse gegeben ist. Hieruber wird unten ausfuhrlich gesprochen werden.

3 Die Messung der Phasenverhaltnisse sowohl bei Sondenmessungen wie auch bei Messung des magnetischen Feldes gibt weitere Aufschlusse über die Beschaffenheit des Untergrundes, so daß zwar die Verhältnisse gegenuber den Messungen mit Gleichstrom komplizierter erscheinen, aber die Ergebnisse auch reichhaltiger sind.

Als Stromquelle werden im allgemeinen Maschinen verwendet, welche einen Wechselstrom von 500 Hertz erzeugen und 500—1000 Watt Leistung besitzen. Sie sind meist mit einem ein- oder zweizylindrischen Benzinmotor zu einem Aggregat zusammengebaut (Boschaggregat, Ottomaschine). Fur geringere Stromleistungen sind die Seibtunterbrecher sehr brauchbar, die von einem 6-Volt-Akkumulator gespeist werden und einen Wechselstrom von ca. 1000 Hertz liefern.

Mißt man bei Wechselstrom mittels zweier Sonden und eines dazwischengeschalteten Telephons durch Einstellung auf Minimum der Lautstarke im Telephon die „Potentiallinien", d h. die Verbindungslinien der kleinen Achsen der Schwingungsellipsen, so weichen diese Linien in ihrem Verlauf naturgemaß von den bei Gleichstrommessung sich ergebenden Potentiallinien ab. Besonders an Stellen starker Phasenverschiebung, hervorgerufen durch oberflachennahe Leitfahigkeitsunterschiede, treten starke Verschwenkungen auf[1]), die sich den Deformationen der Potentiallinien, welche durch Änderung des Spannungsabfalls bewirkt werden, uberlagern und diese verstarken bzw., wenn sie entgegengesetzt gerichtet sind, schwachen.

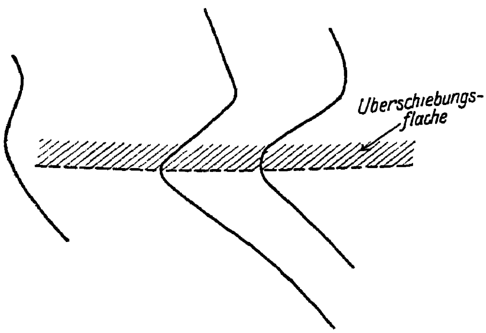


Fig. 5. Aquipotentiallinien uber dem Ausbiß einer flach einfallenden Überschiebungsflache

Fig. 5 zeigt den mit Wechselstrom von 500 Hertz gemessenen Potentiallinienverlauf uber dem Ausbiß einer Überschiebungsfläche am Gonzen in

[1]) W. Heine, s. S. 463 Anm. 5.

der Schweiz, Fig 6[1]) die Deformation der Potentiallinien durch einen Porphyrgang. Auch Schichtwechsel bewirken, falls sie mit einer Änderung der Durchfeuchtung verbunden sind, ähnliche Verbiegungen. Wie HEINE durch theoretische Berechnungen gezeigt hat[2]) ist in allen solchen Fällen der Linienverlauf hauptsächlich verursacht durch die infolge der auf-

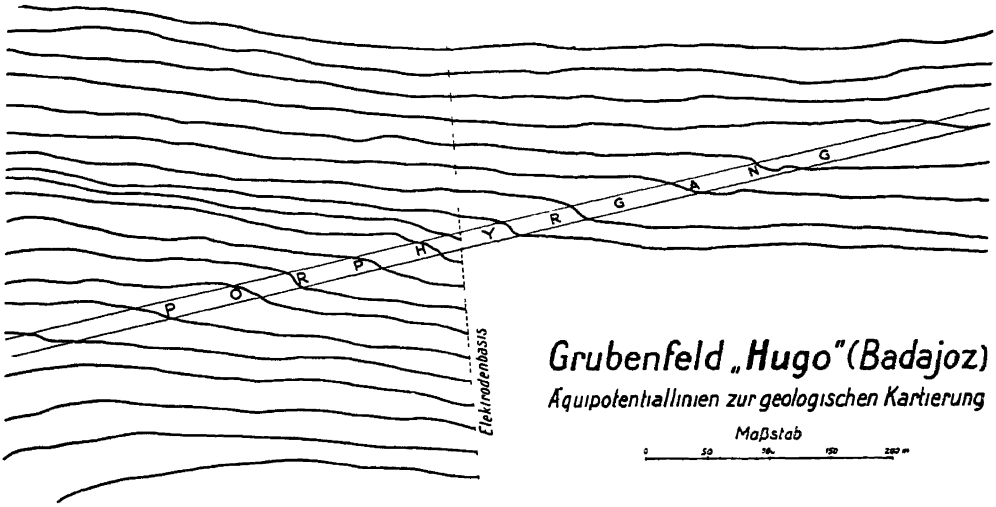


Fig 6 Äquipotentiallinien über einem 5—20 m mächtigen Porphyrgang

tretenden Phasenverschiebung hervorgerufene Drehung der Achsen der Schwingungsellipse. Die Beispiele lassen erkennen, daß solche oberflächennahe Gänge oder Klüfte, deren elektrische Leitfähigkeit nicht sehr erheblich von der des Nebengesteins abweicht, kurze scharfe Knicke in den Potentiallinien hervorrufen. Im Unterschied hierzu zeigt Fig. 7 nach H. LUNDBERG[3]) die Ausbuchtung der Potentiallinien durch ein Erzlager.

Man erkennt leicht die charakteristischen Unterschiede des Linienverlaufs in beiden Fällen, woraus folgt, daß in der Praxis im allgemeinen sicher zu schließen ist, ob man es mit tiefer liegenden gut leitenden Einlagerungen oder mit oberflächennahen feuchten Klüften oder Gängen tauben Gesteins zu tun hat. Die elektrische Feststellung solcher an der

---

[1]) Nach dem illustrierten Prospekt: Die geophysikalischen Aufschlußmethoden der Abteilung für elektrische Schürfung der Photogrammetrie G. m. b. H., München, erschienen 1928.

[2]) W. HEINE, s. S. 481 Anm. 2.

[3]) H. LUNDBERG, Recent results in electrical prospecting for ore. Techn. Publ. 98.

Erdoberfläche nicht oder nur teilweise sichtbarer Gänge schlecht leitenden Gesteins kann nach H. RUNGE[1]) praktisch dort Bedeutung gewinnen wo diese, wie z. B. Quarzgänge, als Leitgestein für Erz auftreten, da an den Scharungsstellen solcher Gänge häufig sich Vererzungszonen befinden. Das Zusammentreffen von Liniendeformationen, welche Gebieten guter elektrischer Leitfähigkeit zuzuordnen sind, mit Kreuzungsstellen elektrisch festgestellter Gänge von Leitgestein erhöht dann die Sicherheit der Deutung auf Vorhandensein von Erz.

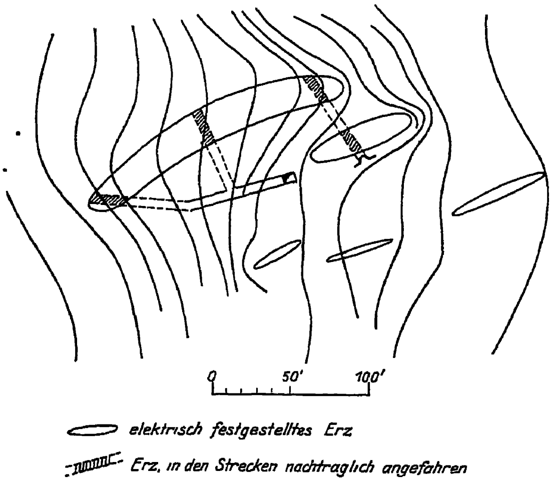


Fig. 7. Äquipotentiallinien über den Erzkörpern der Buchans-Mine. Nach LUNDBERG.

Durch die Induktionswirkung der Zuleitung von der Stromquelle zu den Elektroden entstehen gleichfalls Phasenverschiebungen des im Boden fließenden Stromes und damit eine Verschiebung der Potentiallinien. HEINE[2]) hat gezeigt, daß bei Bogen in der Leitungsführung oder bei einer Stromzuführung von einer außerhalb gelegenen Stromquelle, welche das Untersuchungsgebiet umfaßt, solche Verbiegungen u. U. das Vorhandensein von gut leitenden Einlagerungen vortäuschen können, weshalb im allgemeinen bei Untersuchungen mit Wechselstrom eine geradlinige Stromzuleitung auf der Verbindungslinie der Elektroden zu empfehlen ist.

Zur Messung der Phasenverhältnisse können verschiedene Wege beschritten werden. Da das Achsenverhältnis der Schwingungsellipse eine Funktion der Phasenverschiebung der beiden durch die Sonden verbundenen Stromfäden ist[3]), erhält man bei Vergleich der Intensität des Stromes in Richtung der kleinen Ellipsenachse zu der dazu senkrechten diese relative Phasenverschiebung. Der Sondenabstand in

---

[1]) H. RUNGE, Über elektrische Schürfungen in einem italienischen Bleierzgebiet. Intern. ZS. f. Bohrtechnik, Erdölbergbau und Geologie, Heft 7. Wien 1925.

[2]) W. HEINE, Über einige Sonderfragen der elektrischen Schürfmethoden. Metall u. Erz Heft 18. 1926

[3]) W. HEINE, s. S. 481 Anm. 2.

beiden Richtungen muß dabei selbstverstandlich gleich groß sein, um die erhaltenen Werte miteinander vergleichen zu konnen. Th. ZUSCHLAG[1]) benutzt eine sehr empfindliche Meßbrucke, mit der er an schachbrettartig verteilten Punkten des Untersuchungsgebietes mit einer Suchsonde Richtung, Intensitat und Phase des Bodenstromes mißt, ohne die Vorrichtung indes naher zu beschreiben Der „Seismos“ ist unter Nennung von H. HUNKEL als Erfinder ein Deutsches Reichspatent erteilt worden[2]), wonach Einlagerungen im Untergrunde durch Messung der Änderung der Phase im Vergleich zur Phase der den Strom erzeugenden Maschinenspannung gefunden werden sollen, evtl. unter Wiederholung der Messung mit Strom verschiedener Frequenz Über Phasenmessungen von K SUNDBERG[3]) wird unten bei Behandlung der Messung des magnetischen Feldes der Bodenstrome gesprochen werden. R AMBRONN[4]) berichtet uber ein Verfahren, bei dem von der Stromquelle ein langes bifilares Kabel zu einem am jeweiligen Meßpunkt befindlichen Kompensationsapparat fuhrt, mit welchem Phase und Intensitat im Vergleich zur Phase und Starke der Maschinenspannung gemessen werden sollen Kompensationsapparat, Verstarker und eine Trommel zum Aufrollen des bifilaren Kabels zur Stromquelle sind auf einem Meßkarren montiert Meßergebnisse mit den genannten Methoden sind bisher nicht veroffentlicht Dagegen ist AMBRONN unter D. R P. Nr. 471636 eine Vorrichtung patentiert worden, welche die in dem langen bifilaren Kabel, das zum Kompensationsapparat fuhrt, durch induktive und kapazitive Wirkungen auftretenden Storungsstrome kompensieren soll

Zwei verschiedene Phasenkompensatoren fur geophysikalische Wechselstrommessungen beschreibt W. GEYGER, und zwar einen Schleifdrahtkompensator[5]) und einen induktiven Kompensator[6]) Bei beiden wird von der Stromquelle, welche das elektrische Feld im Boden erzeugt uber einen Transformator eine Hilfsspannung entnommen, die durch eine Kunstschaltung in zwei um 90° gegeneinander phasenverschobene Teilspannungen zerlegt wird, deren eine mit der Spannung der Strom-

[1]) TH. ZUSCHLAG, s S 481 Anm. 3

[2]) D. R. P. 442832 der „Seismos“ G m. b. H in Hannover.

[3]) K SUNDBERG und A. NORDSTROM, s. S. 481 Anm. 5.

[4]) R AMBRONN, Uber geophysikalische Aufschlußverfahren in der bergbaulichen Praxis. Internationale Bergwirtschaft Heft 11/12, 1927 und D R. P. 464767.

[5]) W GEYGER, Die geoelektrischen Untersuchungsmethoden mit Wechselstrom, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Telephonie, Heft 5 u. 6, 1929.

[6]) W. GEYGER, Ein komplexer Wechselstromkompensator fur mittlere Frequenzen, Jahrb. f. drahtl. Telegraphie u. Telephonie, Heft 6, 1929.

quelle phasengleich ist. Bei dem Schleifdrahtkompensator wird die Phasenverschiebung um 90° durch einen eisenfreien Transformator bewirkt, welcher die beiden, je mit einem Schleifdraht versehenen Kompensationsstromkreise miteinander koppelt Die Schleifdrahte beider Kreise sind in ihren Mitten miteinander verbunden. Die von den Sonden (bzw. dem Induktionsrahmen) kommenden Drahte sind an die Schieber der beiden Schleifdrahte gefuhrt. Durch Verstellen der beiden Schieber laßt sich jede beliebige Spannung nach Große und Phase einstellen Ein Nullinstrument in dem einen Sondendraht zeigt an, wann die Kompensationsspannung nach Große und Phase der an den Sonden liegenden Spannung entgegengesetzt gleich ist.

Bei dem induktiven Kompensator wird die Hilfsspannung einer Stromverzweigung zugefuhrt. In dem einen Zweig befindet sich eine geeignete Selbstinduktion, in dem zweiten eine Kapazitat parallel mit einem Ohmschen Widerstand. Außerdem liegt in jedem Zweig die drehbare Primarspule je eines variablen Lufttransformators (Variators). Die Sekundarspulen dieser Variatoren stehen fest und sind astatisch in Serie geschaltet um storende Einwirkungen des Außenfeldes zu vermeiden. Sie sind an je einem Ende uber ein Nullinstrument miteinander verbunden, an die beiden anderen Spulenenden wird die zu untersuchende Spannung der Sonden oder des Rahmens gelegt Bei geeigneter Wahl von Widerstand, Kapazitat und Selbstinduktionen der Stromzweige laßt sich erreichen, daß der eine Stromzweig der Maschinenspannung phasengleich, der andere um 90° phasenverschoben ist. Durch Drehen der Primarspulen der beiden Variatoren laßt sich nun jede gewunschte Spannung nach Phase und Amplitude erzielen, und das Nullinstrument zeigt wieder die vollstandige Kompensation der zu untersuchenden Spannung an. Dieser induktive Kompensator durfte sich fur Feldmessungen besonders eignen, da er weniger empfindlich gegen die im Gelande unvermeidlichen Verunreinigungen und gegen außere Einflusse und rauhere Behandlung ist, als ein mit Schleifdrähten versehener Apparat.

Wegen der Abhangigkeit der Phasenverschiebung von der Frequenz mussen bei Phasenmessungen die Oberschwingungen ausgeschaltet werden. Zu diesem Zweck benutzt Geyger als Nullinstrument ein auf die Grundfrequenz abgestimmtes Saitengalvanometer. Nach Geyger soll bei beiden beschriebenen Formen des Kompensators die Einstellung sehr schnell auszufuhren sein

Auch bei Potentiallinienmessungen mit Wechselstrom ist, wie oben fur Gleichstrommessungen ausgefuhrt wurde, in stark bewegtem Gelände dessen Einfluß auf den Linienverlauf zu berucksichtigen. Ein

Beispiel hierfur hat HEINE[1]) von Messungen am Gonzen in der Schweiz gebracht. Besondere Bedeutung gewinnt die Feststellung der raumlichen Lage der Potentialflachen bei Messungen in Bergwerken. Da dort Potentiallinien nicht nur an der Sohle der Strecken, sondern auch an den Wanden und an der Firste vorgenommen werden konnen, erhalt man nicht nur die Richtung, sondern auch die Neigung von Potentialflachenstucken, unter Umstanden die ganze Schnittkurve eines solchen Flachenstuckes mit den Begrenzungsflachen der Strecke als geschlossene Kurve. Die Abweichung der Lage der Potentialflachenstucke gegenuber der bei ungestorten Verhaltnissen zu erwartenden Lage laßt dann erkennen, ob seitlich der Strecke, uber oder unter derselben oder „vor Ort", d. h in ihrer Verlangerung anstehendes Erz zu erwarten ist. Da diese Flachenstucke nur geringe Ausdehnung haben wird im allgemeinen nur relativ nahe gelegenes Erz deutlich sich bemerkbar machen, doch ist dessen Feststellung gerade von besonderem praktischem Interesse fur den Bergbau. Fig 8 zeigt als Beispiel Grund- und Aufriß einer spanischen Bleigrube mit den Schnittlinien der Potentialflachen und dem auf Grund der Messungen nachtraglich aufgefundenen Erze[2])[3]).

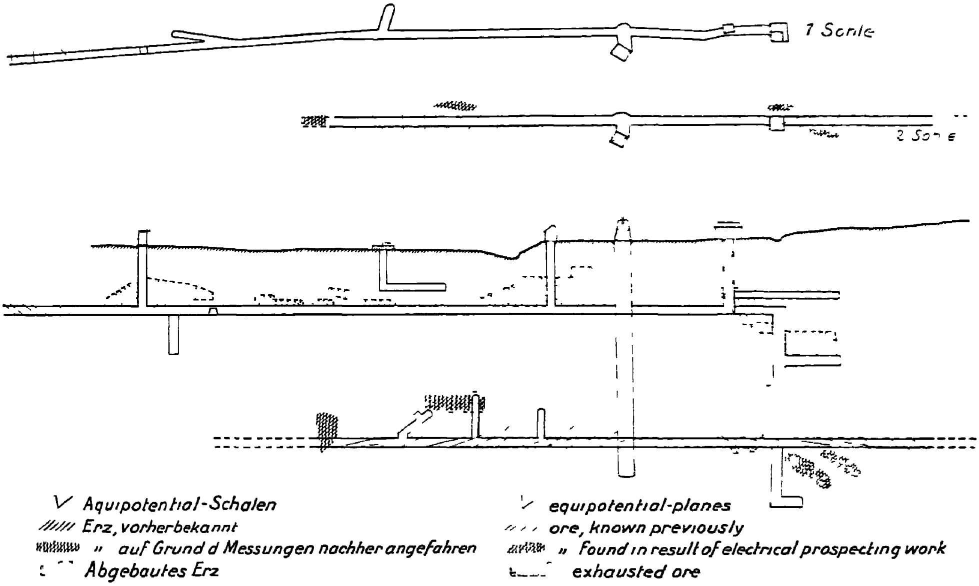


Fig. 8. Streichen und Fallen der Äquipotentialflächen in einer spanischen Bleiglanzgrube. Nach HEINE und OBPACHER.

[1]) W. HEINE, s. S 463 Anm. 5.

[2]) S. S. 483 Anm. 1.

[3]) W. HEINE und H. OBPACHER, Verschiedene Anwendungsgebiete elektrischer Untergrundsforschung. Montanistische Rundschau Heft 9. 1929.

Wie bei Messungen mit Gleichstrom konnen auch bei solchen mit Wechselstrom relative Messungen des Spannungsabfalls langs geeignet gewahlter Profillinien ausgefuhrt werden. Beispiele hierfur bringen Sundberg, Lundberg und Eklund[1]) Die Potentialprofile wurden dabei senkrecht zum Streichen von Erzlagern zwecks Kontrolle der Ergebnisse von Potentiallinienmessungen und naherer Umgrenzung der gefundenen Erzlager gelegt Da bei Wechselstrom eine unmittelbare Spannungsmessung mit Galvanometer nicht moglich ist, muß entweder ein Gleichrichter vor das Galvanometer geschaltet werden (z. B. ein Detektor oder ein Kathodenrohrengleichrichter) oder die Spannungsanderung muß indirekt ermittelt werden, z. B. durch Kompensationsschaltungen oder durch Messung der Lautstarke im Telephon mittels eines dem Telephon parallel gelegten veranderlichen Widerstandes

Die Messung des magnetischen Feldes des dem Boden zugefuhrten Wechselstromes geschieht mittels Induktionsspulen relativ hoher Windungszahl, welche uber ein Telephon evtl unter Zwischenschaltung eines Kathodenrohrenverstarkers geschlossen sind. Die Kraftlinien des magnetischen Feldes induzieren, wenn sie die Spulenebene schneiden, in der Spule einen Wechselstrom, welcher im Telephon wahrgenommen wird Die Induktionsspule besteht aus einem runden oder quadratischen Rahmen von etwa $^1/_2$ qm Flache, auf den einige Hundert Windungen dunnen Drahtes gewickelt sind und welcher auf einem Stativ steht. Der Rahmen ist im allgemeinen um eine vertikale und um eine horizontale in der Rahmenebene liegenden Achse drehbar. Die horizontale Richtung des Rahmens gegen magnetisch Nord wird an einem Kompaß abgelesen, seine Neigung gegen die Horizontalebene an einer Skala. Es werden auch Rahmen mit drei Freiheitsgraden verwendet, z B von der „Elbof"[2]), die dann entweder kardanisch aufgehangt sind oder eine horizontale Achse senkrecht zur Rahmenebene besitzen, so daß die in der Rahmenebene liegende Drehachse in jede Lage gebracht werden kann. Diese Rahmen dienen, wie wir spater sehen werden, dazu, die Polarisationsebene des magnetischen Vektors zu ermitteln und die Intensitat des magnetischen Feldes langs der kleinen und der großen Achse der Schwingungsellipse zu messen.

Der magnetische Vektor schwingt wie der elektrische auf einer ebenen Ellipse. Sind die Schwingungsellipsen, was haufig der Fall ist, sehr schmal, so kann praktisch der magnetische Vektor als linear schwingend angesehen werden. Man kann dann die Richtung des magnetischen

[1]) K. Sundberg, H. Lundberg und J. Eklund, s. S. 463 Anm. 3.

[2]) D. R. P. 415188 der W. Piepmeyer & Co.-Kommanditgesellschaft in Kassel-Wilhelmshohe.

Vektors im Raum an jedem Punkt mit dem zweiachsigen Rahmen messen. Hierzu dreht man den Rahmen zuerst um die vertikale Achse, bis der Vektor in die Rahmenebene fällt und damit der Ton im Telephon verschwindet (oder ein ausgeprägtes Minimum erreicht), und dann neigt man, nach Drehung des Rahmens um die vertikale Achse um 90°, diesen solange, bis er wieder von keinen Kraftlinien geschnitten wird. Die erste Messung liefert die Richtung der horizontalen Projektion des linearen magnetischen Vektors, die zweite seine Neigung gegen die Horizontale. Die Messung wird längs geeignet gewählter Profillinien vorgenommen. Der Abstand der Meßpunkte beträgt dabei längs einer Linie 10—30 m, der Abstand der Linien voneinander 20—50 m. Die Änderung der Richtung und Neigung des magnetischen Vektors im Vergleich zu dem theoretisch zu erwartenden Normalfeld erlaubt wieder Rückschlüsse auf die Untergrundsverhältnisse, insbesondere auf das Vorhandensein von Einlagerungen guter Leitfähigkeit.

Das magnetische Feld an der Erdoberfläche wird nicht nur gebildet von dem in Boden fließenden Strom, sondern auch in erheblichem Maße von dem Felde der Leitung, welche den elektrischen Strom den Elektroden zuführt. Dieses Leitungsfeld muß deshalb bei Berechnung des Normalfeldes wie bei der Auswertung der Meßergebnisse berücksichtigt werden. Um seinen Anteil am Gesamtfeld möglichst zu verringern, wird in der Praxis die Untersuchung meist so angelegt, daß die Elektroden nur etwa 100 m Abstand voneinander haben, die Leitung geradlinig zwischen ihnen verläuft und das Untersuchungsgebiet in Verlängerung der Elektrodenverbindungslinie oder in beträchtlicher Entfernung (über 100 m) seitlich davon liegt, wofür z. B. R. KRAHMANN Beispiele aus Messungen der „Elbof" bringt[1]). H. HAALCK, der den Leitungseinfluß für verschiedene Arten der Leitungsführung berechnet[2]), schlägt vor[3]), die Leitung an der einen Elektrode zu verzweigen und die Zweige an beiden Seiten in Form eines Rechtecks um das Untersuchungsgebiet herumzuführen. Auf der Elektrodenverbindungslinie hebt sich der Einfluß der beiden gleich weit entfernten Leitungszweige auf. Für die übrigen Feldteile empfiehlt HAALCK, die Messung längs Profilen parallel

[1]) R. KRAHMANN, Die Anwendbarkeit der geophysikalischen Lagerstättenuntersuchungsverfahren, insbesondere der elektrischen und magnetischen Methoden, Halle 1926.

[2]) H. HAALCK, Über die Wirkung der Zuleitungen vom Generator zu den Elektroden auf die elektromagnetischen Feldmessungen. ZS. f. Geophysik Heft 1, 1929.

[3]) H. HAALCK, Ein elektromagnetisches Meßverfahren zur Erforschung des Stromverlaufs eines dem Erdboden mittels zweier Elektroden zugeführten Wechselstromes. ZS. f. Geophysik Heft 7/8, 1928.

der Elektrodenverbindung und damit der Langsseiten des Rechtecks vorzunehmen und fur jedes Profil durch regulierbare Widerstande die Stromstarken der beiden Leitungszweige so abzugleichen, daß ihre magnetischen Felder langs des Profils sich aufheben.

Wo der elliptische Charakter der Schwingung nicht mehr vernachlassigt werden darf, was sich bei der Messung durch erhebliche Lautstarke auch in der Minimumlage des Rahmens bemerkbar macht, ist, wie AMBRONN[1]) gezeigt hat, die oben beschriebene doppelte Einstellung auf Minimum nicht mehr hinreichend genau Denn da die Schwingungsellipse schrag im Raume liegt, gibt die durch solche Messung erhaltene Richtung nicht mehr annahernd die Richtung der großen Ellipsenachse an, und fallt zudem vollig aus der Ebene der Schwingungsellipse heraus Es muß dann entweder mit einem dreiachsigen Rahmen durch Einstellung auf absolute Tonlosigkeit die Lage der Schwingungsebene selbst ermittelt, dann die Ellipsenachsen aufgesucht und die Intensitat des magnetischen Feldes in Richtung derselben ermittelt werden, oder es muß in drei zueinander senkrechten Richtungen an jedem Meßpunkt Intensitat und Phase der Feldkomponenten relativ zur Maschinenspannung oder einem anderen festen Wert gemessen werden SUNDBERG[2]) geht so vor, daß er an jedem Meßpunkt die Schwingungsebene ermittelt und mittels eines Kompensationsapparates, uber den keine naheren Angaben gemacht werden, Intensitat und Phase in Richtung der Schnittlinie dieser Ebene mit der Horizontalebene und in Richtung der Vertikale relativ zu den gleichen Großen des vorhergehenden Meßpunktes mißt Er erwahnt außerdem eine Methode mit drei Rahmen, welche ohne Kompensationsapparat in den meisten Fallen das gleiche leisten soll, ohne aber weiter darauf einzugehen. AMBRONN verwendet[3]) auch fur Rahmenmessungen seine oben beschriebene Vorrichtung der Phasen- und Intensitatsmessung relativ zur Spannung der Stromquelle. Ob eine drahtlose Ubertragung der Vergleichsphase und -spannung von einem Bezugspunkt mittels elektrischer Wellen praktisch schon versucht worden ist, entzieht sich unserer Kenntnis, doch scheint die Methode ZUSCHLAGS[4]) darauf zu beruhen. Sie hatte den Vorteil, das im Gelande hochst hinderliche bifilare Kabel AMBRONNS entbehrlich zu machen und trotzdem die Messung stets auf gleiche Werte zu beziehen, dafur allerdings den Nachteil einer recht komplizierten Apparatur. Ergebnisse von Phasenmessungen sind u. W. bisher nicht veroffentlicht worden.

---

[1]) R. AMBRONN, s. S. 481 Anm. 4.

[2]) K. SUNDBERG und A. NORDSTROM, s. S. 481 Anm. 5.

[3]) R. AMBRONN, s S. 485 Anm. 4.

[4]) TH. ZUSCHLAG, s. S. 481 Anm. 3.

Eine sehr einfache Methode relativer Intensitätsmessung gibt SUNDBERG[1]) an, doch ist diese nur dort anwendbar, wo der magnetische Vektor als linear und innerhalb gewisser Entfernungen als gleichphasig angesehen werden darf. Es werden danach an zwei benachbarten Meßpunkten elektrisch völlig gleiche Induktionsrahmen vertikal im Maximum der Induktion, d. h. mit der Rahmenfläche senkrecht zur Richtung der Horizontalkomponente des magnetischen Feldes, aufgestellt und über ein Telephon gegeneinander geschaltet. Durch Drehen des Rahmens, der an dem Orte größerer magnetischer Feldstärke der Horizontalkomponente steht, läßt sich der Ton im Telephon zum Verschwinden bringen; die induzierten E. M. K. in beiden Rahmen sind gleich groß und heben sich auf und die Intensität des schwächeren magnetischen Feldes ist gleich der des stärkeren, multipliziert mit dem Kosinus des Winkels, um den der Rahmen aus seiner Maximallage gedreht worden ist. Durch fortlaufende Messung relativ zum vorhergehenden Meßpunkt und Anschluß an einen willkürlich gewählten Ausgangspunkt können auf diese Weise alle Intensitäten miteinander in Beziehung gesetzt werden. Wird außerdem die Neigung des magnetischen Vektors an jedem Punkt gemessen, so ist aus den Werten der Komponenten der zugehörige relative Intensitätswert des Vektors selbst zu errechnen. In der Arbeit von SUNDBERG, LUNDBERG und EKLUND[2]) sind Beispiele von Modellmessungen der Komponenten und eine Kurve der Horizontalkomponente enthalten, welche die Intensitätsänderung durch zwei parallele Erzgänge zeigt. M. MÜLLER[3]) mißt die Intensität der Komponenten des magnetischen Feldes in drei zueinander senkrechten Richtungen mit einem Galvanometer und mittels eines Vierröhrengerätes, bei welchem die ersten drei Röhren als Verstärker, die vierte als Gleichrichter geschaltet sind, und erhielt bei einer Untersuchung in der Eifel über einem unter ca. 50° einfallenden Bleierzgang ausgeprägte Intensitätsmaxima senkrecht über der in 95 m Tiefe ansetzenden Vererzung.

Wo das magnetische Feld als linear schwingend angesehen werden kann, machen sich, wie HEINE[4])[5]) durch eine vereinfachende Näherungsrechnung gezeigt und wie die Erfahrung bestätigt hat, gut leitende

---

[1]) K. SUNDBERG und A. NORDSTRÖM, s. S. 481 Anm. 5.

[2]) K. SUNDBERG, H. LUNDBERG und J. EKLUND, s. S. 463 Anm. 3.

[3]) M. MÜLLER, Ein quantitatives elektromagnetisches Meßverfahren. Gerlands Beiträge zur Geophysik XXI, Heft 2/3, 1929.

[4]) W. HEINE, s. S. 463 Anm. 5.

[5]) W. HEINE, Die Bestandteile des magnetischen Feldes bei geophysikalischen Bodenuntersuchungen mit Wechselstrom und seine Beeinflussung durch leitende Einlagerungen. ZS. f. Geophysik Heft 6, 1927.

Einlagerungen im Untergrund besonders stark in der Neigung des magnetischen Vektors bemerkbar. Dies rührt her von der Wirkung des magnetischen Feldes des in der Einlagerung fließenden Stromes,

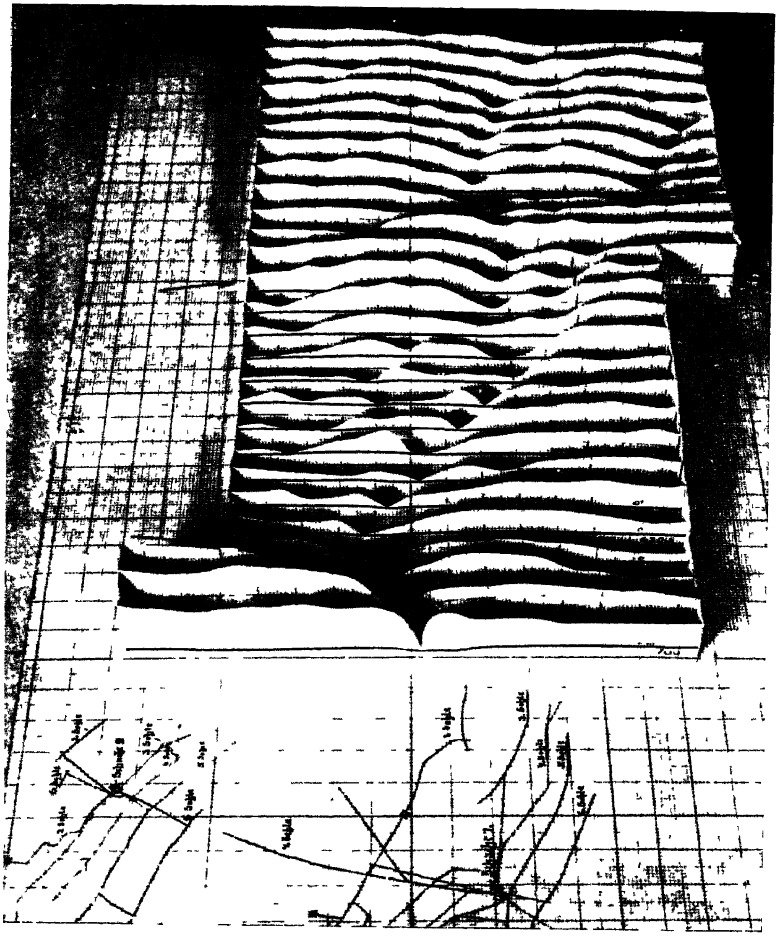


Fig. 9 Reliefdarstellung des elektromagnetischen Feldes über zwei Erzgängen. Nach Heine und Obpacher.

das konzentrisch zu dieser verläuft und über der Einlagerung horizontal liegt. Infolgedessen ist das resultierende Gesamtfeld dort erheblich flacher geneigt. Trägt man die Neigungswinkel des magnetischen Vektors als Ordinaten längs der Profillinien auf, so haben die so erhaltenen Kurven über den Einlagerungen Minima. Fig. 9 zeigt ein Beispiel einer solchen Messung an einem spanischen Bleierzvorkommen[1][2]),

[1] S. S. 483 Anm. 1.

[2] W. Heine und H. Obpacher, s. S. 487 Anm. 3.

bei dem die erhaltenen Kurven der Neigungswinkel ausgeschnitten und uber den Meßprofilen aufgestellt sind. Im unteren Teil sind die auf zwei Gangen umgehenden Grubenbaue in ihren verschiedenen Sohlen als Grubenrisse gezeichnet. Man erkennt das Fortstreichen der beiden Gange in den Minimatalern des Reliefs. Nur die scharfen Einschnitte in der Mitte der ersten zwei Profile ruhren nicht von vererzten Zonen her, sondern sind auf den Leitungseinfluß in der Nahe der einen dort liegenden Elektrode zuruckzuführen. Handelt es sich, wie in diesem Beispiel, um absatzige Vererzung relativ flach einfallender Gange in verschiedenen Teufen, so wirken die verschiedenen vererzten Partien als unabhangige Storungskorper und die Kurven zeigen demzufolge langs eines Profils mehrere starker oder schwacher ausgepragte Minima, so daß aus deren seitlicher Verschiebung zum Gangstreichen in Verbindung mit den Grubenplanen eine Zuordnung der Indikation zu den verschiedenen Sohlen und damit eine ungefahre Tiefenbestimmung moglich wird. Im oberen Drittel des Bildes zeigt die Verlagerung der Talachse der ziemlich genau von oben nach unten verlaufenden Indikationszone, daß dort der Gang verworfen ist. Die Verwerfung ist bewirkt durch einen Porphyrgang, dessen Streichen durch einen Strich am linken und rechten Bildrand markiert ist. Daß die Minima des magnetischen Feldes tatsachlich durch Erz hervorgerufen sind, ist dadurch erwiesen, daß nach HEINE und OBPACHER[1]) in diesen Messungen eine Indikation nicht mehr auftrat, welche sich bei fruheren Untersuchungen am gleichen Ort gezeigt hatte, da die durch die fruheren Messungen festgestellte Erzsaule vor Ausfuhrung dieser Untersuchung angefahren und abgebaut worden war.

Welches die großte Tiefe ist, aus der sich ein Erzlager noch in Potentiallinien- oder Rahmenmessungen bemerkbar macht, ist nicht generell anzugeben, da dies außer von der spezifischen Leitfahigkeit des Erzes und des Nebengesteins vor allem von der Ausdehnung des Erzlagers und ferner von der Anordnung der Elektroden abhangt. Wie die Erfahrung gezeigt hat, werden aber die Messungen des magnetischen Feldes erheblich starker auch von tiefer gelegenen besser leitenden Einlagerungen beeinflußt als die Potentiallinienmessungen. Wahrend, außer wenn es sich um sehr ausgedehnte Lager handelt, etwa 50 m tief liegendes Erz kaum noch wahrnehmbare Verschwenkungen der Potentiallinien hervorruft, bewirken 100—150 m tief liegende Vererzungszonen im allgemeinen noch einwandfrei erkennbare Änderungen des magnetischen Feldes

Auch bei Messungen mit Induktionsrahmen muß, wie bei Potentiallinienmessungen die Gelandeneigung berücksichtigt werden. Darauf

[1]) W. HEINE und H. OBPACHER, s. S. 487 Anm. 3.

weist besonders A. EBERT[1]) hin, welcher zeigt, wie die Neigung des magnetischen Feldes in gebirgigen Gebieten beeinflußt wird. Die Ausschaltung des Geländeeinflusses kann entweder rechnerisch geschehen durch Projektion der gefundenen Richtung und Neigung auf das mittlere Streichen und Fallen der Erdoberfläche am Meßpunkt oder nach EBERT durch geeignete Aufstellung der Drehachsen des Rahmens gleich bei der Messung vorgenommen werden. EBERT zeigt, daß die so erhaltenen Kurven der Richtungs- und Neigungswinkel des magnetischen Feldes den im ebenen Gelände auftretenden völlig entsprechen. Durch Vergleich dieser Kurven, bei denen der Geländeeinfluß ausgeschaltet ist, mit empirisch oder rechnerisch gewonnenen Normalkurven, in denen außer homogenem Untergrund nur noch der Einfluß der Stromzuleitung zu den Elektroden wirksam ist, lassen sich auch die Stellen erkennen, an denen im Untergrund Störungskörper nur wenig von der Umgebung abweichender Leitfähigkeit vorhanden sind. So konnte Ebert auch die Einwirkung von Schwerspatgängen, Diabaseinschlüssen und dgl. auf das magnetische Feld nachweisen, wenn auch deren Wirkung hier erheblich schwächer ist, als bei Potentiallinienmessungen

Ob es möglich ist, Nichtleiter wie z. B. Erdöl oder Erdgas mit elektrischen Methoden festzustellen, ist stark umstritten. KRAHMANN[2]) und GELLA[3]) veröffentlichen verschiedene Untersuchungen der „Elbof“ auf Nichtleiter. Die genannte Gesellschaft mißt mittels Induktionsrahmen im wesentlichen die Richtung der Horizontalkomponente des magnetischen Feldes und verbindet die hierzu senkrechten Richtungen miteinander. Die so erhaltenen Linien werden mit einem Normalbild verglichen und aus den Abweichungen wird auf die Untergrundsverhältnisse geschlossen. Der Zusammenhang dieser Meßergebnisse mit den Nichtleitern wird aber von verschiedenen Seiten stark angefochten[4,5,6]), besonders unter Hinweis darauf, daß Erdöl fast stets mit gut leitenden Salzwasserhorizonten zusammen auftritt, wodurch die Wirkung des

[1]) A. EBERT, Berlin, Über einige geoelektrische Aufnahmen am Rammelsberg und im Oberharz, Metall u Erz 1929, Heft 18.

[2]) R. KRAHMANN, s. S. 489 Anm. 1.

[3]) N. GELLA, Elektrische Untersuchungen auf Ölfeldern von Texas. „Petroleum“ Heft 21. 1927; Geophysikalische Schürfungen auf Erdöl. ZS. f. praktische Geologie Heft 4 1928.

[4]) H. HLAUSCHECK, s. S. 465 Anm. 3.

[5]) R. AMBRONN, Über die Möglichkeit, erdölführende Schichten im Untergrund mittels unmittelbarer elektrischer Schürfmethoden aufzufinden. Petroleum Heft 15, 1927; Zur Frage der Anwendbarkeit elektrischer Untersuchungen zur Auffindung erdölführender Schichten im Untergrunde. Petroleum „Sprechsaal“ Heft 2, 1928.

[6]) H. HUNKEL, Zur Streitfrage der direkten Auffindung von Erdöllagerstätten mit Hilfe elektrischer Verfahren. Petroleum Heft 10. 1929.

Nichtleiters verdeckt werden muß, und daß die durch Bohrungen ermittelten Tiefenlagen des Öles so erheblich die Ausdehnung der angegebenen Öllinsen übertreffen, daß physikalisch eine Wirkung derselben auf die Messungen unwahrscheinlich wird Es soll deshalb hier nicht näher darauf eingegangen werden.

Zum Schluß sei noch kurz der Einfluß der Tektonik auf das magnetische Feld betrachtet Verwerfungen, Klüfte und Gänge von Quarz oder dgl., welche in den Potentiallinien sich ziemlich stark ausprägen, machen sich nach A. Ebert wie oben erwähnt auch in dem magnetischen Felde, wenn auch nur sehr schwach, bemerkbar. Dagegen prägt sich nach Ebert[1]) stark das Schichtstreichen des Gebirges im allgemeinen Verlauf des magnetischen Feldes aus Er bringt ein Beispiel von Messungen im Oberharz, aus dem der Einfluß der Schieferungsrichtung auf das magnetische Feld erkennbar ist Ebert zeichnet die zur Richtung der Horizontalkomponente des magnetischen Feldes senkrechten Horizontalrichtungen und verbindet diese zu fortlaufenden Kurven. Ferner deutet er durch Schraffur das Einfallen der zur Neigung des magnetischen Vektors senkrecht stehenden von ihm „Niveauflächen" genannten Flächenstücke an, wobei breite Schraffur flaches, nicht schraffierte Teile der Linien sehr steiles Einfallen der Niveauflächen

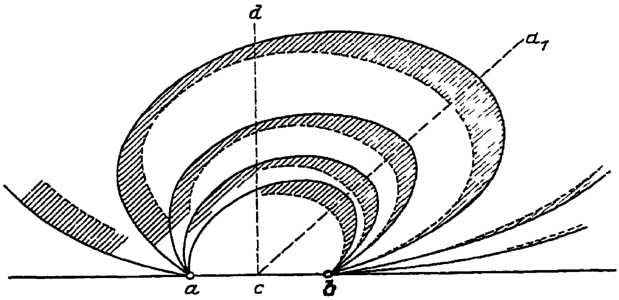


Fig. 10. Verlagerung der Niveauflächen des magnetischen Feldes infolge Anisotropie des Untergrundes

bezeichnet. Es zeigt sich dann, daß die Kurven stets in der Schieferungsrichtung gestreckt werden und daß die Niveauflächen in dieser Richtung am flachsten einfallen.

Fig. 10 zeigt nach Fig 3 bei Ebert den Fall, daß die Elektrodenverbindung einen Winkel von 45° gegen die Streichrichtung bildet. a und b sind die Elektroden, c d_1 die Schieferungsrichtung.

---

[1]) A. Ebert, Möglichkeiten der Feststellung des Gebirgsbaues durch elektrogeophysikalische Untersuchungen. Geolog. Rundschau 18, Heft 5, 1927, siehe auch die S. 494 Anm. 1 zitierte Arbeit.

§ 3. Wechselstromuntersuchungen mit induktiver Stromzuführung.

Außer durch geerdete Elektroden kann in dem Boden auch ein elektrisches Wechselfeld erzeugt werden, indem man eine geschlossene von Wechselstrom durchflossene Leiterschleife auf den Boden induzieren laßt. Es bilden sich dann im Boden und seinen Einlagerungen elektrische Wirbelstrome aus, deren magnetisches Feld mittels Induktionsrahmens ausgemessen werden kann. Die Grundlagen dieser Methode sind bereits mit einigen praktischen Beispielen bei SUNDBERG, LUNDBERG und EKLUND[1]) enthalten. Neuerdings haben daruber berichtet K. FRIEDL[2]), M. MASON[3]), ZUSCHLAG und KOCH[4]), JAKOSKY[5])[6]), SUNDBERG[7])[8]), M. MULLER[9]).

Der besondere Vorteil der induktiven Stromzufuhrung ist nach MASON[3]), daß an der Erdoberflache wahrnehmbare Strome nur in gut leitenden Untergrundspartien induziert werden, wahrend die in gewohnlichem schlecht leitendem Gestein induzierten Strome so schwach sind, daß ihr magnetisches Feld nicht mit dem Induktionsrahmen gemessen werden kann. Somit konne das Auftreten von Induktionsstromen auf das Vorhandensein gesuchter Einlagerungen zuruckgefuhrt werden. Demgegenuber hebt aber SUNDBERG[7]) hervor, daß sich gezeigt hat, daß bei relativ guter Leitfahigkeit der Uberdeckung und besonders bei Verwendung hoher Frequenzen auch in der Uberdeckung der Einlagerung starke Sekundarstrome induziert werden, welche die Indikation der Einlagerung verwischen wenn nicht ganz verdecken. Besonders bei steilstehenden Erzkorpern werden nach SUNDBERG die Indikationen bei galvanischer Stromzufuhrung erheblich starker und die induktive Methode liefert bei Untersuchungen auf Erz nur in einfachen Fallen gute Ergebnisse.

---

[1]) K. SUNDBERG, H. LUNDBERG und J. EKLUND, s. S. 463 Anm. 3.

[2]) K. FRIEDL, Uber die jungsten Erdolforschungen im Wiener Becken. Petroleum Heft 6. 1927

[3]) M. MASON, Geophysical exploration for ores. Engineering and Mining Journal 124, Heft 20 und 21, 1927 und Techn. Publ. 45.

[4]) TH. ZUSCHLAG und W. KOCH, An electromagnetic survey in the Ducktown District. Engineering and Mining Journal 125, Heft 22, 1928.

[5]) J. J. JAKOSKY, s. S. 466 Anm. 4.

[6]) J. J. JAKOSKY, s. S. 466 Anm. 5.

[7]) K. SUNDBERG, s. S. 470 Anm. 1.

[8]) K. SUNDBERG, s. S. 465 Anm. 4.

[9]) M. MULLER, Der Einfluß der Anisotropie der Medien auf die Verteilung elektromagnetischer Wechselfelder verschiedener Frequenz, ZS. f. Geophysik, 5, Heft 8. 1929

Die Einwande von K. Sundberg stehen in Ubereinstimmung mit theoretischen Berechnungen und Versuchen von A. S. Eve[1]), wonach mit zunehmender Frequenz wie mit zunehmender Leitfahigkeit des Untergrundes die Absorption elektromagnetischer Energie stark anwachst Immerhin zeigt die Tabelle 1 der Arbeit von Eve, daß von einer 100 m machtigen Schicht des spez Widerstandes 10^5 Ohm, also normaler mittlerer Leitfahigkeit des Untergrundes, bei einer Frequenz von 10000 Hertz noch 53% der gesamten elektromagnetischen Energie durchgelassen werden, bei 500 Hertz sogar 99%. Befindet sich also in der Tiefe von 100 m ein Gebiet hoher elektrischer Leitfahigkeit, in welchem Sekundarstrome induziert werden, so gelangt der gleiche Prozentsatz der Wirkung dieses Sekundarfeldes zur Oberflache Die Versuche, welche Eve in der Mammuthohle in Kentucky unter 300 Fuß Uberdeckung vorgenommen hat, bestatigen qualitativ diese Ergebnisse Das Gestein uber der Hohle besteht aus Kalk von etwa 100000 Ohm und Sandstein von etwa 200000 Ohm Widerstand Im besonderen war es moglich, mit einem Induktionsrahmen und Kopfhorer ohne Verstarker genau den Punkt senkrecht unter einer auf der Erdoberflache verlegten horizontalen Sendeschleife zu finden, welche 100 Fuß Durchmesser und 10 Windungen hatte und mit einem induzierenden Wechselstrom von 2,3 Ampère und 500 Hertz beschickt war. Noch in einer seitlichen Entfernung von 800 Fuß von diesem Punkt konnte die Induktionswirkung der Sendeschleife festgestellt werden, so daß also diese sich durch 900 Fuß Gestein erstreckte. Die Versuche von Eve sind auch fur die fruher behandelte Methode der Rahmenmessung bei geerdeten Elektroden von Bedeutung, da sie zeigen daß das magnetische Feld der im Untergrunde liegenden Storungskorper fast ungeschwacht durch Absorption zur Oberflache gelangen kann.

Die von Mason benutzte induzierende Leiterschleife ist ein senkrecht stehendes etwa gleichseitiges Dreieck von, nach einer Abbildung zu schließen, ca. 6 m Hohe. Bei der Messung wird nach Mason diese Sendeschleife in einem Abstand von ungefahr 1000 Fuß seitlich der erwarteten Erzzonen aufgestellt und es werden parallele Profile in Ubereinstimmung mit der Lage moglicher Erzkörper so festgelegt, daß wenigstens ein Profil einen Erzkorper uberschreiten muß. Der Abstand der Profile betragt je nach der Art des Vorkommens 500 Fuß oder weniger, die Messungen werden in Abstanden von 100 Fuß ausgefuhrt. Mason mißt die Richtung der Horizontalkomponente und die Neigung des magnetischen Vektors des induzierten Feldes.

1) A. S. Eve, Absorption of electromagnetic induction and radiation by rocks. Techn. Publ. 316.

Fig. 11 gibt nach Fig. 10 bei MASON als Beispiel eine Modellmessung, in welcher der Erzkörper dem durch Bohrungen gut aufgeschlossenen Erzkörper von Longyear nachgebildet ist. Die ausgezogene Kurve ist die der Neigungswinkel, die gestrichelte die der Richtung der Horizontalkomponente nach theoretischen Berechnungen, die Punkte und Kreise geben die Ergebnisse der Modellmessung. Das mit S bezeichnete Dreieck bedeutet die Sendeschleife. Eine andere hier nicht wiedergegebene Abbildung bei MASON zeigt, daß die Ergebnisse der Modellmessung gut mit denen der Geländemessung übereinstimmen.

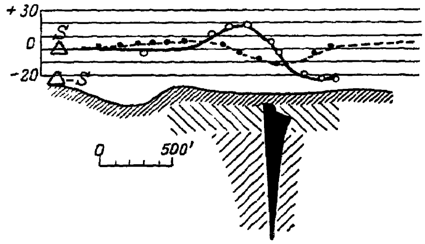


Fig 11. Komponenten des magnetischen Feldes über dem Erzkörper von Longyear. Modellmessung mit der induktiven Methode. Nach MASON

Im Unterschied zu der Anordnung MASONS ist die von TH. ZUSCHLAG und W. KOCH[1]) benutzte, ebenfalls vertikale dreieckige Sendeschleife um die vertikale Achse drehbar. Sie wird von einem Strom von 1000 Hertz durchflossen. Die Profile werden radial zu der Sendeschleife gelegt und diese wird jeweils so gedreht, daß die Profillinie auf der Ebene der Sendeschleife senkrecht steht. Das Untersuchungsgebiet wird mit einer Reihe von Aufstellungen der Sendespule übermessen, so daß die Profile sich z. T. überschneiden. Die Länge der Profile beträgt nach der Abbildung ca. 500 m. Bei vertikal stehenden Erzgängen gehen die Kurven der Neigung senkrecht über dem Gang durch die Nullstellung (horizontale Lage des Rahmens) hindurch Bei geneigten Gängen verschiebt sich, wie ZUSCHLAG und KOCH hervorheben, diese Nullstellung etwas in der Fallrichtung und das positive Maximum der Rahmenneigung wird schwächer, das negative stärker. Dadurch kann aus den Messungen nicht nur die Lage des Ganges, sondern auch seine Fallrichtung erkannt werden. Aus der Größe der Maxima kann außerdem auf die Tiefenlage des Erzes und bis zu einem gewissen Grad auf die Stärke der Vererzung geschlossen werden.

Die Radiore Company wendet nach J. J. JAKOSKY[2])[3]) die induktive Methode hauptsächlich mit hochfrequentem Wechselstrom von etwa 40000 Hertz an. Als Sendeschleife dient eine quadratische Rahmenantenne von etwa 1,5 m Kantenlänge mit mehreren Windungen, die zur Verringerung der Selbstinduktion in einigen Zentimeter Abstand

[1]) TH. ZUSCHLAG und W. KOCH, s. S. 496 Anm. 4.
[2]) J. J. JAKOSKY, s. S. 466 Anm. 4.
[3]) J. J. JAKOSKY, s. S. 466 Anm. 5.

voneinander gefuhrt und verspannt sind. Die Stromquelle besteht aus einer Akkumulatorenbatterie, deren Strom zunachst in niederfrequenten Wechselstrom verwandelt und dann einem Kathodenrohren-Hochfrequenzgenerator zugefuhrt wird Der Vorteil der Verwendung von Wechselstrom so hoher Frequenz besteht nach JAKOSKY in der Verringerung des kapazitiven Widerstandes Wahrend MASON[1]) betont, daß die induktive Methode bei Verwendung von mittelfrequentem Wechselstrom nur dort anwendbar ist, wo das Erz kompakt auftritt und mit taubem Gestein untersetztes Erz sich nicht bemerkbar macht, weist JAKOSKY darauf hin, daß solch untersetztes Erz als Kondensatorkette wirkt und dem hochfrequenten Strom nur relativ geringen Widerstand entgegensetzt Dagegen erzeugt das hochfrequente Feld auch in gewohnlichem bergfeuchtem Gestein Induktionsstrome, deren Feld nach SUNDBERG[2]) das der Einlagerung uberlagert und deren Wirkungen an der Erdoberflache verwischt oder ganz uberdeckt Außerdem treten dabei erheblich starkere Phasenverschiebungen auf, die sich in unscharfen Minima außern und die Messung erschweren bzw. die Resultate verwirren Nach SUNDBERG war in manchen Fallen der spez. Widerstand 1 m unter der Erdoberflache von der Großenordnung 100 Ohm und die Phasendifferenz zwischen zwei ca. 100 m voneinander entfernten Punkten stieg bis zu 30° In solchen Fallen muß also die Phase besonders gemessen werden, wahrend nach MASON[1]) und JAKOSKY[3])[4]) bei niederen Frequenzen bei der induktiven Methode die Phasenverhaltnisse im allgemeinen zu vernachlassigen sind.

Die Ausfuhrungen JAKOSKYS uber die Wellenfront und deren Beeinflussung durch den Untergrund konnen hier ubergangen werden, da, wie JAKOSKY erwahnt, die Messungen in einer Entfernung von der Sendespule vorgenommen werden, welche kleiner als die Wellenlange ist, so daß also noch gar kein eigentliches Strahlungsfeld mit definierter Wellenfront sich dort ausgebildet hat.

Eine besondere Art der induktiven Methode zur indirekten Auffindung von Erdol ist von K. SUNDBERG ausgearbeitet worden und wird von K. FRIEDL[5]) und K. SUNDBERG[6]) beschrieben. Wahrend namlich der Grundwasserhorizont im allgemeinen der Erdoberflache annahernd parallel verlauft, folgen die tieferen Wasserhorizonte nach

---

[1]) M. MASON, s. S. 496 Anm. 3.
[2]) s. S. 470 Anm. 1.
[3]) J. J. JAKOSKY, s. S. 466 Anm. 4.
[4]) J. J. JAKOSKY, s. S. 466 Anm. 5.
[5]) K. FRIEDL, s. S. 496 Anm. 2.
[6]) K. SUNDBERG, s. S. 465 Anm. 4.

SUNDBERG[1]) und A. C. VEATCH[2]) dem Schichtverlauf und geben damit die Tektonik des Untergrundes wieder. In Erdolgebieten fuhren diese Horizonte im allgemeinen Salzwasser und sind infolgedessen sehr gute elektrische Leiter. Es werden nun in ihnen durch eine große horizontale Leiterschleife aus isoliertem Kabel, die von Wechselstrom durchflossen ist, Sekundarstrome induziert Nach FRIEDL[3]) ist diese Sendeschleife ein Rechteck von ca. 1600 und 800 m Seitenlange. Senkrecht zu den langen Rechteckseiten werden mit dem Induktionsrahmen langs Profillinien Intensitat und Phase der Horizontalkomponente des magnetischen Feldes gemessen, woraus die Tiefe sowie Streichen und Fallen

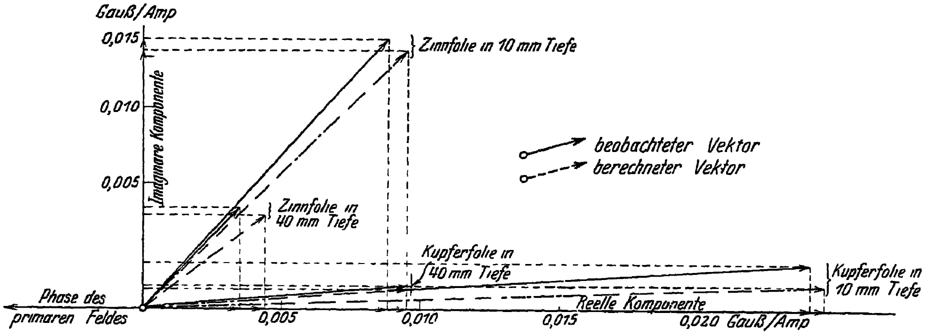


Fig. 12. Intensitat und Phase der Horizontalkomponente des magnetischen Feldes bei Schichten verschiedener Leitfahigkeit. Berechnungen und Modellmessungen zur induktiven Methode Nach SUNDBERG.

des obersten Laugenhorizontes ermittelt werden kann Die Messungen jeden Profils beziehen sich auf den Punkt, an welchem die Profillinie die Leitung schneidet.

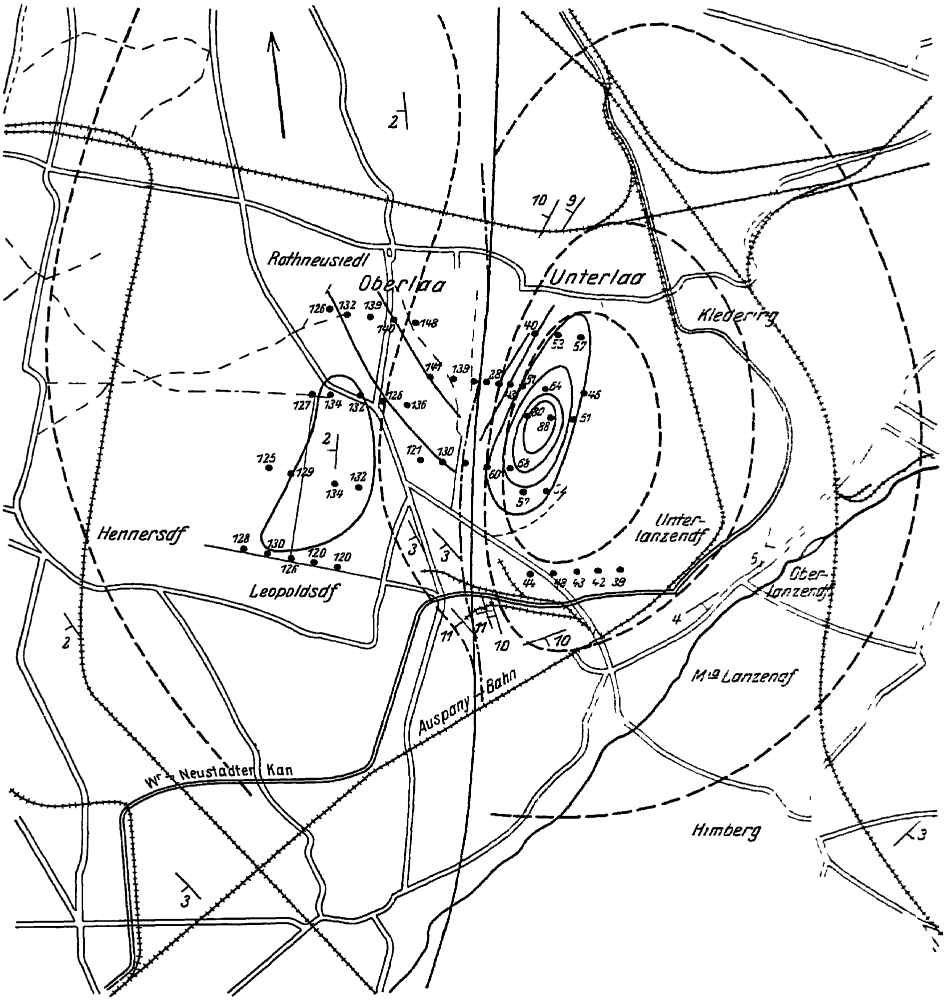
Fig. 12 zeigt nach Fig. 3 bei SUNDBERG[4]) die Beeinflussung von Intensitat und Phase der Horizontalkomponente des magnetischen Vektors durch Schichten verschiedener Tiefe und verschiedener Leitfahigkeit und zwar nach theoretischen Berechnungen und nach Modellversuchen. Die Länge der Vektoren gibt die Intensitat des magnetischen Feldes, ihr Winkel gegen Horizontal seine Phasenverschiebung gegenüber dem primären Feld an. Es wurden bei der Modellmessung verwendet ein Kupferblech von 2,04 mm und ein Zinnblech von 1,06 mm Dicke in je 10 und 40 mm Tiefe unter der Sendespule. Die induzierende

[1]) K. SUNDBERG, s. S. 465 Anm. 4.

[2]) A. C. VEATCH, Water conditions in northern Louisiana, southern Arkansas and adjacent regions. Louisiana Geological Survey's report for 1925.

[3]) K. FRIEDL, s. S. 496 Anm. 2.

[4]) K. SUNDBERG, s. S. 465 Anm. 4.



Legende:

- Geologisch beobachtetes Streichen und Fallen (2°)
- Begrenzungslinie nach geologischen Beobachtungen.
- Verwerfung nach geologischen Beobachtungen.
- •54 Höhe des unterirdischen Leiters über Meeresspiegel nach elektrischen Messungen
- Höhenlinie des unterirdischen Leiters von 10 qm 10 m
- Verwerfung nach elektrischen Messungen.

Fig. 13. Der Dom von Lanzendorf nach geologischen Beobachtungen und elektrischen Messungen mit der Methode von SUNDBERG. Nach SUNDBERG.

Spule war ein Rechteck von 160 und 230 mm Seitenlänge; der Punkt, in dem das magnetische Feld gemessen wurde, lag innerhalb der Spule 20 mm von dieser entfernt in der Spulenebene. Die Frequenz des benutzten Wechselstromes war 500 Hertz. SUNDBERG weist darauf hin, daß in diesen Modellversuchen Metallbleche benutzt werden mußten, da, um gleiche Verhältnisse wie in der Natur zu bekommen, bei einer n-fachen Verkleinerung des Maßstabes die spezif. Leitfähigkeit n^2 mal größer sein muß. Man erkennt aus der Figur, daß gemessene und theoretisch berechnete Werte innerhalb der Meßfehlergrenze gut über-

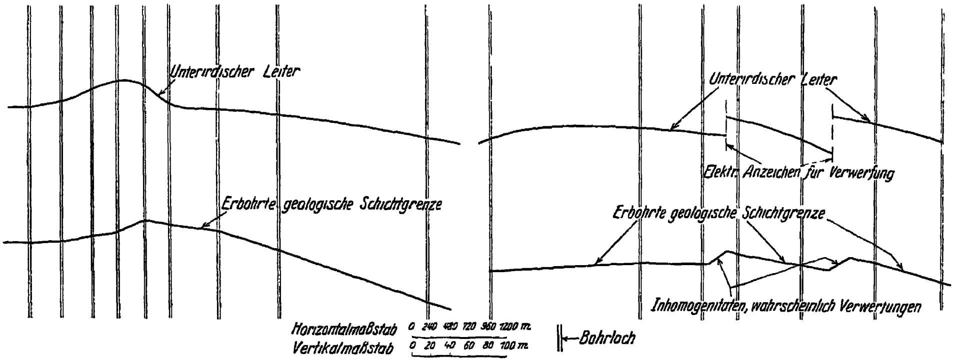


Fig. 14. Salzwasserhorizonte und geologische Schichtgrenzen nach Messungen mit der Methode von SUNDBERG und nach Bohrergebnissen. Nach SUNDBERG.

einstimmen und daß sowohl Änderung der Tiefe wie der Leitfähigkeit sich in Intensität und Phase des magnetischen Feldes ausprägen.

Da der Verlauf der Laugenhorizonte mit der Tektonik des Untergrundes zusammenhängt, lassen sich auf diese Weise die für die Erdölgeologie besonders wichtigen Antiklinalen sowie Verwerfungen feststellen.

Fig. 13 zeigt nach SUNDBERG[1]) die Untersuchungsergebnisse in der Gegend von Lanzendorf bei Wien in Übereinstimmung mit dem geologischen Befund. Sie zeigen eine nordsüdlich verlaufende Verwerfung, die sich elektrisch in dem plötzlichen Wechsel der Tiefe des Laugenhorizontes ausprägt. Östlich davon zeigt sich ein „Dom", d. h. eine nach allen Seiten steil abfallende unterirdische Aufwölbung. Fig. 14 gibt nach SUNDBERG[1]) Meßergebnisse in Texas wieder und zeigt im Querschnitt den Zusammenhang zwischen dem Verlauf des elektrisch festgestellten und durch nachträgliche Bohrungen bestätigten Laugen-

---

[1]) K. SUNDBERG, s. S. 465 Anm. 4.

horizontes und den aus den Bohrungen sich ergebenden Schichtverlauf bei einem Dom und bei Verwerfungen

Wo geneigte Laugenhorizonte nach oben kommen und durch Vermischung mit süßem Grundwasser schlechtere Leitfähigkeit erhalten, geht der induzierte elektrische Strom auf den nächst tieferen Laugenhorizont über. An solchen Stellen erhalten die Tiefenbestimmungen aus den Messungen eine gewisse Unsicherheit und die gemessene Einfallrichtung des Stromverlaufes kehrt sich um Dadurch ergibt sich aber eine Unterscheidung verschiedener Horizonte, welche für die Erkenntnis der Tektonik gleichfalls von Bedeutung ist

Um als leitender Salzwasserhorizont in Erscheinung zu treten, genügt es nach FRIEDL[1]) schon, wenn recht schwache, an dünne Sandlagen gebundene Salzwasser oder feuchte mit Salzwasser imprägnierte Tone vorhanden sind Dagegen ist die Methode nicht anwendbar, wo entweder gar kein Salzwasser vorhanden ist oder wo schon das Grundwasser selbst salzig ist, da dann die darin auftretenden Induktionsströme die Wirkungen des tieferen Untergrundes überdecken

M. MÜLLER[2]) verwendet die induktive Methode zur Untersuchung der Anisotropie des Untergrundes und zur Feststellung geologischer Schichtgrenzen. Er benutzt, wie SUNDBERG, eine große rechteckige, horizontale Induktionsschleife von 302 und 210 m Seitenlänge Er mißt mit dem Rahmen unter Zwischenschaltung von Verstärker Gleichrichter und Galvanometer die Intensität der Vertikalkomponente und der Horizontalkomponenten des magnetischen Feldes parallel und senkrecht zur Profilrichtung längs Profilen, welche senkrecht zu den Mitten der langen Rechteckseiten verlaufen. Da bei homogenem und isotropem Boden nur eine Horizontalkomponente auftritt, soll das Vorhandensein einer zweiten Horizontalkomponente das experimentelle Kriterium für den anisotropen Aufbau des Untergrundes bilden. Die Messungen ergaben fast immer zwei Horizontalkomponenten und zeigen die Einwirkung der Schichtgrenzen, da diese infolge größerer Durchfeuchtung höhere Leitfähigkeit besitzen. Die mit verschiedenen Frequenzen durchgeführten Messungen beweisen wieder die starke Frequenzabhängigkeit der induktiven Methode. Niederfrequenter Strom von 50 Hertz ließ die Anisotropie und die Schichtgrenzen erheblich deutlicher in Erscheinung treten, als mittelfrequenter Strom von 400 Hertz.

---

[1]) K. FRIEDL, s. S. 496 Anm. 2.

[2]) M. MÜLLER, s. S. 496 Anm. 9.

Drittes Kapitel.

Wellenmethode.

§ 1. Untersuchung des Untergrundes mittels elektrischer Wellen.

Der Gedanke, mittels elektrischer Wellen den Untergrund zu durchstrahlen, gewissermaßen zu durchleuchten, und aus der Einwirkung leitender Schichten im Untergrund auf die Wellen deren Lage festzustellen, hat zu einer großeren Anzahl von patentierten Verfahren gefuhrt, dagegen in der Praxis bisher nur wenig Verwendung gefunden. Demgemaß liegen zwar eine Reihe von Veroffentlichungen vor, welche diese Methoden beschreiben, aber nur sehr wenig Mitteilungen uber praktische Ergebnisse, und diese sind in vielen Fallen wegen der Primitivitat der verwendeten Apparatur auch als nur wenig zuverlassig zu bezeichnen. Es sollen deshalb im folgenden die verschiedenen Verfahren nur kurz besprochen werden

Die Erzeugung der elektrischen Wellen geschieht in ublicher Weise mittels Loschfunkenstrecke oder Kathodenrohre, an welche ein abstimmbarer Schwingungskreis angeschaltet ist. Die Wellenlange muß dabei in weiteren Grenzen variabel sein, etwa zwischen 20 und 300 m. Fur Modellversuche im Laboratorium hat K. Hellwig[1]) gedampfte Wellen von 17,5 cm, J. N. Hummel[2]) ungedampfte Wellen von 111 cm verwendet. Ob kurze Wellen unter 10 m oder gar extrem kurze unter 1 m zu praktischen Messungen im Gelande benutzt worden sind, entzieht sich unserer Kenntnis. Als Antenne dient eine ungeerdete Doppelantenne. Eine Sendespule durfte wegen ihres geringen Strahlungsvermogens nur in seltenen Fallen verwendbar sein. Sollen die Wellen mit Telephon aufgenommen werden, so wird, wenn man nicht dem Empfanger ein Audion einbauen will, haufig der hochfrequenten Schwingung eine niederfrequente von 500 Hertz uberlagert. Bei dem Funkensender wird dabei die Loschfunkenstrecke mit Wechselstrom dieser Frequenz betrieben, bei dem Rohrensender wird entweder dem Gitter der Senderohre eine solche Wechselspannung zugefuhrt oder dieselbe der Anodenspannung uberlagert oder am einfachsten, wenn auch mit weniger hohem Wirkungsgrad, wird als Anodenspannung eine Wechselspannung von 500 Hertz benutzt. Der Empfanger ist

---

[1]) K. Hellwig, Eine Methode, aus Reflexionsbeobachtungen elektromagnetischer Wellen auf die Beschaffenheit des reflektierenden Mediums zu schließen. Diss. Gottingen 1924.

[2]) J. N. Hummel, Modellversuche mit der Viertelwellenmethode. ZS. f. Geophysik, 5, Heft, 3/4. 1929.

wie der Sender in weiten Grenzen variabel abstimmbar und mit Hoch- und Niederfrequenzverstärker versehen, für Intensitätsmessungen außerdem noch mit einem Gleichrichter Als Empfangsantenne dient entweder eine lineare Doppelantenne oder eine Rahmenantenne, welche um eine vertikale und eine horizontale Achse drehbar ist. Die horizontale Richtung der Rahmenebene wird, wie bei dem Induktionsrahmen, an einem Kompaß, die Neigung gegen die Vertikale an einer Skala abgelesen

Der Gedanke von H. Löwy und G Leimbach[1]), große Gebiete des Untergrundes zu durchstrahlen, indem man in 200 m tiefe Bohrlöcher, die 50 und mehr Kilometer voneinander entfernt sind, Sende- und Empfangsantennen einbringt und aus dem Empfang bzw. Nichtempfang der Wellen zwischen solchen Antennen auf Abwesenheit oder Vorhandensein leitender Einlagerungen schließt, dürfte praktisch wenig Bedeutung haben. Allerdings zeigen die Versuche, welche A. S Eve[2]) in der Mammuthöhle in Kentucky durchgeführt hat, daß die Absorption langer elektrischer Wellen durch bergfeuchtes Gestein nicht so groß ist, wie vielfach angenommen wurde Denn Eve konnte mit einer horizontalen Antenne von 300 Fuß Länge Morsezeichen von ungefähr sechs Sendestationen sowie mit einem Lautsprecher hörbare Übertragung von Vorträgen und Musik empfangen. Von den sendenden Stationen war Cincinati ($\lambda = 429$ m) 200 Meilen entfernt, Louis Ville ($\lambda = 366$ m) 90 Meilen und Nashville ($\lambda = 461$ m) 100 Meilen entfernt Die Wellen kamen nach Eve unzweifelhaft durch den Felsen Dagegen ist es möglich, auf kürzere Entfernungen zwischen den Strecken von Salzbergwerken das trockene Salzgebirge zu durchstrahlen und das Vorhandensein eingeschlossener Laugennester oder nasser Schichten aus dem Ausbleiben des Empfangs der Wellen zu erkennen

Wird als Empfangsantenne eine Rahmenantenne benutzt, so kann darüber hinaus noch an den Stellen, an denen Empfang stattfindet, die Richtung der ankommenden Welle durch Einstellen auf Maximum bzw. Minimum des Empfangs bestimmt werden. Bei ungestörtem Zwischenmedium zeigt diese Richtung auf die vertikal stehende Sendeantenne zu. An den Rändern leitender Einlagerungen findet eine Beugung der Wellen statt und nach Angabe der „Erda"[3]) ist auf diese Weise Begrenzung und Lage der Störung zu ermitteln, indem bei feststehender Sendeantenne in der einen Strecke mit dem Rahmenempfänger in einer anderen Strecke von Punkt zu Punkt Messungen

---

[1]) D. R. P. 237944 von Dr. H. Löwy und Dr. G. Leimbach.

[2]) A. S. Eve, s. S. 497 Anm. 1.

[3]) D. R. P. 405473 der „Erda" A.-G.

ausgeführt werden, wobei die abgebeugten Strahlen auf die Ränder der Einlagerung hinweisen (Fig. 15). Mißt man noch die Intensität der aufgenommenen Strahlung mit Gleichrichter und Galvanometer, so zeigt die gleichzeitige Abnahme der Intensität gleichfalls die Schattenwirkung des störenden Mediums an. Ob man, wie in dem genannten Patent angegeben ist, in der Praxis tatsächlich die Beugungsfransen feststellen kann, entzieht sich unserer Kenntnis.

Bei Benutzung einer vertikalen Sendeantenne erhält man mit dem Rahmenempfänger nur die Ebene, welche durch Strahlrichtung und Sende-Dipol gebildet wird. Um die Strahlrichtung selbst zu bestimmen, kann man nach der "Erda"[1]) so vorgehen, daß man zwei gekreuzte Sendeantennen am gleichen Punkt des Senders vorsieht, welche z. B. senkrecht zueinander angeordnet sind, so daß die eine Antenne vertikal, die andere horizontal steht. Durch Ausführung der Messung nacheinander mit beiden Sendeantennen erhält man mit dem Empfangsrahmen zwei Ebenen, deren Schnittlinie die Strahlrichtung der elektrischen Wellen zum Aufstellungsort des Empfängers ergibt.

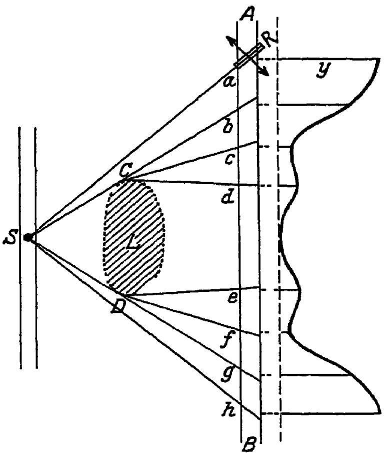


Fig. 15. Beugung elektrischer Wellen an den Rändern von Laugennestern im Salzgebirge.

Eine kompliziertere Anordnung der Durchstrahlung nichtleitender Schichten zur Feststellung leitender Einlagerungen ist von E. Raven[2]) angegeben. Es soll dabei gleichzeitig mit zwei an verschiedenen Orten aufgestellten Antennen mit gleicher Wellenlänge gesendet werden, wobei die beiden Sender z. B. verschiedene Morsezeichen verwenden. Die Intensitätsunterschiede, mit denen beide Wellenzüge im Empfänger, der wieder längs einer Strecke bewegt wird, aufgenommen werden, sollen dabei Hinweise auf Lage und Beschaffenheit der Zwischenschichten geben. Praktisch ist dies Verfahren unseres Wissens kaum angewandt worden.

Ein anderer Weg, leitende Einlagerungen mit elektrischen Wellen festzustellen, ist der, daß man die Reflexion der Wellen an der Begrenzungsfläche der Einlagerung untersucht. Diese Verfahren kommen besonders in Betracht, wo es sich um relativ ausgedehnte Schichten handelt.

---

[1]) D. R. P. 404098 der „Erda" A.-G.

[2]) D. R. P. 331426 von E. Raven.

Nach H. LOWY und G. LEIMBACH[1]) werden die Wellen von einer gegen den Boden geneigten linearen Sendeantenne ausgestrahlt, von der leitenden Flache reflektiert und von einer in ihrer Neigung gegen den Boden veranderlichen linearen Empfangsantenne aufgenommen Die Empfangsintensitat soll bei Veranderung der Antennenneigung zwei Maxima aufweisen einmal, wenn die Antenne das Maximum der direkten Strahlung vom Sender erhalt, das andere Mal, wenn sie senkrecht zur Wellenfront der reflektierten Strahlung steht Aus den Neigungswinkeln von Sende- und Empfangsantenne und dem mittleren Abstand beider laßt sich Tiefe und Neigung der reflektierenden Flache berechnen

Das gleiche wird nach der Gesellschaft fur drahtlose Telegraphie m. b. H [2]) erreicht mit einer horizontal liegenden Sendeantenne und Verwendung eines Empfangsrahmens, der um die horizontale Achse drehbar ist Kann die reflektierende Flache als horizontal angenommen werden, so laßt sich aus der Neigung α des Rahmens im Maximum des Empfangs und dem Abstand 2a von Sender und Empfanger die Tiefe der Schicht zu $d = a \operatorname{tg} \alpha$ berechnen Ist die Schicht geneigt, so muß die Messung unter Vertauschung von Sender und Empfanger wiederholt werden, um in beiden Punkten die Winkel der reflektierten Strahlen gegen die Erdoberflache zu bekommen

Die Interferenz zwischen direkter und reflektierter Strahlung in der Empfangsantenne verwendet H LOWY[3]), indem er zwei parallele horizontale Antennen fur Senden und Empfang benutzt und die Wellenlange kontinuierlich variiert Die Interferenz beider Wellenzuge ist dann am großten, d h. die Empfangsintensitat hat dann ein Minimum, wenn beide einen Gangunterschied von einer halben Wellenlange oder einem Vielfachen einer solchen haben. Sind λ_1 und λ_2 ($\lambda_1 < \lambda_2$) zwei aufeinander folgende Wellenlangen, fur welche ein Minimum des Empfangs beobachtet wurde, so berechnet sich der senkrechte Abstand d einer der Verbindungslinie Sender—Empfanger parallelen Flache zu

$$d = \frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 2a\Delta}\,, \text{ wobei } \Delta = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

gesetzt ist und a der Abstand von Sender und Empfanger bedeutet

Um die direkte Strahlung vom Sender auf den Empfanger zu schwachen, welche in der Praxis die durch Absorption stark geschwachte

[1]) D. R P. 246836 von H. LOWY und G. LEIMBACH

[2]) D. R. P. 377187 der Gesellschaft fur drahtlose Telegraphie m. b. H.

[3]) D. R P. 254517 von Dr. H. LOWY.

reflektierte Strahlung erheblich übertrifft, will R. AMBRONN[1]) die beiden Antennen so anordnen, daß die Empfangsantenne in Verlängerung der Sendeantenne, evtl. um einen kleinen Winkel gegen diese gedreht, verlegt wird. Da hierbei beide Antennen ziemlich dicht beieinander liegen können, bietet diese Anordnung auch den Vorteil sehr großen Reflexionswinkels, wodurch die Intensität der reflektierten Strahlung infolge unter Umständen fast senkrechter Inzidenz am größten wird.

Die sogenannte Viertelwellenmethode von G. LEIMBACH[2]) ist ein Spezialfall der eben erwähnten Interferenzmethode. LEIMBACH will die reflektierten Wellen nicht durch eine Empfangsantenne aufnehmen, sondern direkt auf den Sender zurückwirken lassen, und die hierdurch bewirkte Änderung der Dämpfung der Sendeantenne messen. Die Dämpfung hat ein Minimum und der Antennenstrom maximale Stärke, wenn die reflektierte Welle in Phase mit der Sendeschwingung ist, was nach LEIMBACH dann der Fall ist, wenn der Abstand der reflektierenden Fläche vom Sender ein Viertel der Wellenlänge oder ein ungerades Vielfaches davon beträgt. Durch kontinuierliche Änderung der Wellenlänge soll also der Abstand der reflektierenden Fläche ermittelt werden. Dabei ist aber die elektrostatische und induktive Wirkung der Sendeantenne nicht berücksichtigt, die, wie J. N. HUMMEL[3]) zeigt, in der Nähe des Senders und bis zu einer Entfernung von $^1/_4$ der Wellenlänge noch so beträchtlich ist, daß sie nicht vernachlässigt werden darf. HUMMEL hat seine Berechnungen an Modellversuchen im Laboratorium nachgeprüft, wobei er ungedämpfte Wellen von 1,11 m Wellenlänge benutzte, die nach einer Schaltung von BARKHAUSEN und KURZ mit einer Schott-Elektronenröhre vom Typus M erzeugt wurden. Die Antennendrähte konnten zwischen 15 und 40 cm Länge variiert werden. Da bei dieser Anordnung der Antennenstrom nicht gemessen werden konnte, diente die Änderung des Anodenstromes der Röhre als Indikator für die Rückwirkung der reflektierenden Platte. Diese war ca. 2 qm groß und in Richtung auf den Sender zu verschiebbar, so daß an Stelle der Wellenlänge, wie es in der Praxis geschehen müßte, bei den Versuchen der Abstand der reflektierenden Fläche verändert wurde. Das Zwischenmedium war bei den Versuchen Luft, weshalb die Ergebnisse nicht unmittelbar auf die Verhältnisse in der Natur, wo es meist aus mehr oder weniger feuchten Schichten

[1]) R. AMBRONN, Jahrbuch des Halleschen Verbandes zur Erforschung mitteldeutscher Bodenschätze und ihrer Verwertung, Halle a. S. 3, 27/46. 1921.

[2]) D. R. P. 273339.

[3]) J. N. HUMMEL, s. S. 504 Anm. 2.

abweichender Dielektrizitatskonstante besteht, ubertragen werden durfen. Die Meßergebnisse HUMMELS zeigen befriedigende Übereinstimmung mit seinen Berechnungen.

Uber Versuche, mit der Viertelwellenmethode in Sudwestafrika Grundwasser festzustellen, berichtet KRONCKE[1]) Seine Versuche wurden aber durch den Kriegsausbruch vorzeitig unterbrochen, so daß uber die Brauchbarkeit der Methode zur Wassersuche kein Urteil moglich ist. Neuerdings hat A. PETROWSKY[2]) Versuche damit aufgenommen, der Verfasser konnte aber nichts Naheres uber die Ergebnisse erfahren. Es ist besonders bei dieser Methode zu berucksichtigen, worauf AMBRONN[3]) und HEINE[4]) hinweisen, daß in der Natur die Absorption der Strahlung durch die Bodenfeuchtigkeit im allgemeinen groß sein wird, so daß die reflektierte Intensitat gegenuber der Starke der Senderschwingung meist sehr schwach und deshalb das Ergebnis sehr unscharf werden wird.

Ein Verfahren von E. RAVEN[5]), welches zwei Sender benutzt und direkte und reflektierte Wellen beider von einem von beiden Sendern etwa gleich weit entfernten Empfanger aufnehmen will, durfte wegen seiner Kompliziertheit kaum praktisch in Frage kommen.

Aus neuerer Zeit stammt ein Verfahren der „Seismos", G m b. H [6]), das die Mißweisung, welche eine Rahmenantenne infolge der Phasenverschiebung zwischen direkter und reflektierter Strahlung erleidet, zur Bestimmung der Tiefe der reflektierenden Flache ausnutzen will Nach HEILIGTAG[7]) schwankt die Mißweisung von Rahmenempfangern mit der Phasenverschiebung φ zwischen zwei Grenzwinkeln μ' und μ'', welche fur $\varphi = 0^0$ bzw $\varphi = 180^0$ erreicht werden und welche sich durch $\operatorname{tg}\mu' = \frac{-1 - \xi\cos\beta}{\xi\sin\beta}$ und $\operatorname{tg}\mu'' = \frac{+1 - \xi\cos\beta}{\xi\sin\beta}$ ausdrucken Dabei ist ξ das Intensitatsverhaltnis von direktem und reflektiertem Wellenzug und β der Winkel, unter dem beide am Empfangsort eintreffen. Man erhält hieraus $\operatorname{tg}\beta = \frac{-2}{\operatorname{tg}\mu' + \operatorname{tg}\mu''}$. Unter Vertauschung von Sender und Empfanger gewinnt man die beiden Winkel β_1 und β_2,

[1]) H. KRONCKE, Uber das Aufsuchen von Wasser mit elektrischen Wellen. Physik-Büchlein, Stuttgart 1925.

[2]) A PETROWSKY, Radio in ore prospecting Bull. Inst. Applied Geophysics Leningrad 1, 135—152. 1925.

[3]) R. AMBRONN, s. S. 463 Anm. 4.

[4]) W. HEINE, s. S. 463 Anm. 5.

[5]) D. R. P. 331427 von E. RAVEN.

[6]) D. R. P. 458097 der „Seismos" G. m. b. H.

[7]) Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie S. 80, 1923.

aus denen sich, wenn der Abstand von Sender und Empfanger l ist, die Tiefe der reflektierenden Schicht zu $h = l \frac{\sin \beta_1 \sin \beta_2}{\sin (\beta_1 + \beta_2)}$ berechnet. Die Grenzwinkel der Mißweisung werden nun ermittelt durch kontinuierliche Änderung der Wellenlange, wodurch infolge des konstanten Wegunterschiedes zwischen direktem und reflektiertem Strahl die Phasendifferenz beider entsprechend sich andert. Man kann aber auch dasselbe erreichen bei konstant gehaltener Wellenlange, wenn man kontinuierlich den Abstand von Sender und Empfanger andert, wobei dann in der Formel fur die Tiefenberechnung fur l der mittlere Abstand einzusetzen ist

Die Beeinflussung des Polarisationszustandes der reflektierten Welle durch den Salzgehalt der reflektierenden feuchten Schicht hat K. Hellwig[1]) theoretisch und an Modellmessungen untersucht Er verwendete gedampfte Wellen von 17,5 cm Lange, die durch einen Funkensender erzeugt wurden. Der mit Detektor versehene Empfanger wurde durch einen Metallschirm gegen die direkte Strahlung des Senders geschutzt. Die starken Schwankungen der Sendeintensitat wurden durch ein kompliziertes System von Kontrollmessungen und Berechnungen moglichst eliminiert. Als Ergebnis erhalt Hellwig, daß eine Salzwasserschicht von 3% Salzgehalt die elektrischen Wellen nicht mehr hindurchlaßt; eine Salzwasserschicht ohne daruber liegende Zwischenschicht ergibt rein linear polarisierte reflektierte Strahlung, trockene oder mit Sußwasser getränkte Ubergangsschichten verursachen elliptische Polarisation, deren Elliptizitatskoeffizient von Dicke und Feuchtigkeitsgehalt der Schichten abhangen.

Alle diese Verfahren sind ursprunglich gedacht zur Feststellung leitender Einlagerungen wie Erz, Grundwasser usw. von der Erdoberfläche aus. In gewissen Fallen durfte dies auch moglich sein, denn nach freundlicher brieflicher Mitteilung von Herrn Prof. A. Petrowsky[2]) konnte dieser im Sommer 1928 mit elektrischen Wellen eine etwa 100 m dicke Schicht von Quarzporphyr durchstrahlen und damit einen darin eingeschlossenen Pyritstock entdecken In vielen Fallen wird aber eine Untersuchung mit elektrischen Wellen von der Erdoberflache aus nicht möglich sein, da, wie schon erwahnt, durch die natürliche Feuchtigkeit des Bodens die Energie der elektrischen Wellen haufig zu stark absorbiert werden wird. Das gilt auch von Gebieten mit Wustencharakter, da auch dort unterhalb der allerobersten Sandschicht

[1]) K. Hellwig, s. S. 504 Anm. 1.

[2]) A. Petrowsky, Die Untersuchung wird im 5. Band des Bull. Inst. Applied Geophysics, Leningrad, veroffentlicht werden.

naturliche Bergfeuchtigkeit vorhanden ist. Dagegen lassen sich jedenfalls die Verfahren in Salzbergwerken anwenden, da trockenes Steinsalz, wie Versuche ergeben haben, fur die elektrischen Wellen ein Dielektrikum ist. Man kann somit dort sowohl eingeschlossene Laugennester finden, wie oben beschrieben wurde, bzw. umgekehrt bei Vorhandensein nasser Anhydritschichten Stellen geringster Durchfeuchtung, und man kann durch die verschiedenen Reflexionsmethoden die Entfernung solcher Schichten oder die des Salzrandes ermitteln.

Schließlich sei noch ein Verfahren von J. Koenigsberger[1]) genannt, welches die Tatsache ausnutzt, daß elektrische Wellen, die sich in der Luft ausbreiten, durch unterirdische leitende Einlagerungen „gefuhrt“ werden, so daß diese Wellen uber solchen Schichten in starkerem Maße entlanglaufen. Die Sendeantenne soll dabei so aufgestellt werden, daß sie an einem zuganglichen Stuck der Einlagerung geerdet wird, wodurch diese als Gegengewicht wirkt. Verschiedene Empfangsstationen von annahernd gleichem Abstand von der Sendeantenne werden zu einem gemeinsamen Beobachtungspunkt gefuhrt, wo die Empfangsintensitaten miteinander verglichen werden Es wird dann der Empfanger im Verhaltnis zu den anderen am starksten ansprechen, unter welchem die besser leitende Einlagerung sich fortsetzt. Auch Gebiete abweichender Dielektrizitatskonstante, z B Kohle, sollen auf diese Weise festgestellt werden konnen.

Ganz neue Wege elektrischer Messung beschreitet ein Verfahren von H. Hunkel[2]), indem es die aus der Kabel- und Hochspannungstechnik als Uberspannungs- und Wanderwellen bekannten Stoßwellen zur Untersuchung des Untergrundes ausnutzen will. Ist ein Generator uber einen Olschalter mit zwei Elektroden von geringem Erdungswiderstand verbunden, so tritt beim Schließen dieses Stromkreises eine definierte Stoßwelle auf, welche sich mit einer zwar sehr hohen aber endlichen Geschwindigkeit von 10^3 bis 10^4 km/sec fortpflanzt. Die Intensitat der Welle an jedem Ort ist abhangig von den dort herrschenden Leitfahigkeitsverhaltnissen. Außerdem treten aber an Grenzflachen Stauungen und Reflexionen auf, so daß den Beobachtungspunkt außer der Primarwelle auch noch Reflexionswellen passieren Wird nun an verschiedenen Punkten durch Sonden oder Induktionsspule mit Hochfrequenzoszillographen der Verlauf der elektrischen Stoßwellen und ihrer Reflexionswellen untersucht, so treten diese in der Oszillographenkurve als großere oder kleinere Maxima in ihrer zeitlichen Reihenfolge

[1]) D. R. P. 444506 von J. Koenigsberger.

[2]) D. R. P. 489434 des „Prospektor“-Instituts in Frankfurt a. M.

in Erscheinung Es lassen sich also analog den seismischen Methoden der angewandten Geophysik Laufzeitkurven konstruieren und Fortpflanzungsgeschwindigkeiten ermitteln, sofern nur durch Zeitsignale oder genau gleiche Uhrzeit die Oszillographen synchronisiert werden. Dadurch kann die Lage der Grenzflachen von Gebieten abweichender elektrischer Leitfahigkeit ermittelt werden Außerdem laßt sich durch Eichung der Amplituden der Oszillographenkurve die Intensitat der Stoßwellen an den verschiedenen Beobachtungspunkten messen und daraus analog den anderen elektrischen Methoden die Leitfahigkeitsverteilung des Untergrundes am Meßpunkt feststellen. Die Methode verbindet somit die Vorteile elektrischer und seismischer Untersuchung. Vor den seismischen Methoden zeichnet sie sich noch dadurch aus, daß die Wellen mehr oder weniger gerichtet sind (z. B. langs der Verbindungslinie der beiden Elektroden). Man kann deshalb den Wellen eine geeignete Hauptrichtung vorschreiben und demgemaß durch Änderung der Anordnung die Messungen zweckentsprechend variieren. Außer durch geerdete Elektroden können die elektrischen Stoßwellen dem Boden auch kapazitiv oder induktiv zugefuhrt werden. Bei induktiver Zufuhrung sind die Wellen langs der Induktionsschleife gerichtet. Versuche mit dieser Methode sind unseres Wissens bisher noch nicht gemacht worden.

§ 2. Feststellung leitender Einlagerungen durch die Einwirkung auf elektrische Schwingungssysteme.

Wahrend die im vorigen Paragraphen besprochenen Methoden außer der zuletzt genannten die Einlagerungen mittels der Erscheinungen der Wellenoptik festzustellen suchen, benutzen die im folgenden zu behandelnden Verfahren hierzu die Änderung, welche elektrische Schwingungssysteme bzw. ihre Großen Kapazität, Selbstinduktion und Kopplung durch benachbarte leitende Einlagerungen erleiden.

Die Wirkung eines unterirdischen Leiters als Kopplungselement zwischen zwei Spulen benutzt M DIECKMANN[1]), um vergrabene Kabel und Rohrstrange zu finden. In einer Sendespule wird eine elektrische Schwingung erregt. Eine auf gleiche Frequenz abgestimmte Empfangsspule ist an ein Telephon angeschlossen. Beide Spulen werden in einiger Entfernung voneinander, so daß zwischen ihnen keine direkte Kopplung stattfindet, über das Gelande getragen, wobei beide Spulenebenen in einer gemeinsamen vertikalen Ebene liegen. Überschreiten beide Spulen gleichzeitig ein vergrabenes Kabel o. dgl., so spricht das

[1]) D. R P. 303912 von Prof. M. DIECKMANN.

Telephon der Empfangsspule an Nach mundlicher Mitteilung von Herrn Prof. DIECKMANN konnten solche Leitungen bis zu 10 m Tiefe festgestellt werden, nicht aber, wenn sie sich im Wasser befanden.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie[1]) verwendet zu gleichem Zweck eine stark streuende Spule, welche in das Schwingungssystem eines Rohrengenerators gelegt ist, und beobachtet die Frequenzanderung des Schwingungskreises, welche infolge Änderung der Selbstinduktion der Spule eintritt, wenn diese in die Nahe von gut leitenden Gegenstanden gebracht wird Zur Feststellung der Frequenzanderung wird der Hauptschwingung eine Hilfsschwingung uberlagert, welche mit dieser zusammen evtl. einen Interferenzton erzeugt, so daß die Änderung der Hauptschwingung entweder als Ton oder als Änderung eines Tones wahrgenommen wird.

Nur kurz erwahnt seien die Vorschlage von H LOWY[2]), leitende Einlagerungen im Boden von einem Flugzeug, Luftschiff oder einem Schlepperzug von Luftschiffen aus festzustellen, indem die Kapazitat von Antennen, welche von diesen Luftfahrzeugen mitgefuhrt werden, durch die leitenden Einlagerungen des Untergrundes beeinflußt werden, da solche Beeinflussungen wohl kaum wahrnehmbar oder von evtl. anderen Einflussen einwandfrei abtrennbar sein durften.

Dagegen ist es moglich, nach H LOWY[3]) die Anderung der Kapazitat und Dampfung einer linearen Antenne durch leitende Einlagerungen zu benutzen, um beim Vortrieb von Strecken im Salz oder bei Bohrungen im Salz Annaherung an Wasser fuhrende Schichten zu erkennen, indem man in die Bohrlocher Antennen bringt, sie erregt und ihre elektrischen Eigenschaften bestimmt Fuhrt das Bohrloch, in welches die Antenne gebracht wird, schon durch eine schmale feuchte Schicht hindurch, welche die Antennenenergie absorbiert, so daß eine Schwingung in der Antenne nicht zustande kommt, so kann nach H LOWY und G LEIMBACH[4]) trotzdem die Antenne evtl in einer Oberschwingung erregt werden, wenn man an die Stelle, wo die feuchte Schicht durchsetzt wird, einen Spannungsknoten der elektrischen Schwingung legt Ob es moglich ist, wie die Gesellschaft fur praktische Geophysik[5]) will, die Verrohrung eines Bohrloches im Boden selbst als definierte Kapazität eines Schwingungssystems zu benutzen, um Annaherung

---

[1]) D. R. P 305574 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.

[2]) D. R. P. 368079, 401448, 425050, 432221 von Dr. H. LOWY.

[3]) D. R. P. 254478 von Dr. H. LOWY.

[4]) D. R. P. Nr. 273815 der „Erforschung des Erdinnern“ G. m. b. H.

[5]) D. R. P. 407495 der Gesellschaft fur praktische Geophysik.

an Wasser od. dgl. festzustellen, wird von R. Ambronn[1]) unter Hinweis auf die vielen anderen Einflüsse der Umgebung einer im Boden stehenden langen Rohrtour mit Recht bezweifelt. Endlich soll nach G. Leimbach[2]) die Frostmauer eines Gefrierschachtes dadurch geprüft werden, daß die Gefrierrohre in elektrische Schwingungen versetzt werden. Diese befinden sich nach dem Ausfrieren in einem Medium sehr geringer elektrischer Leitfähigkeit, können also elektrisch erregt werden. Bei der großen Zahl solcher Rohre, etwa 20—30, erhält man Mittelwerte für Kapazität, Dämpfung usw. und kann durch Vergleich der einzelnen Werte mit dem Mittelwert erkennen, wo sich Störungen in der Frostmauer befinden.

Wieweit alle diese Verfahren praktisch versucht worden sind, ist uns nicht bekannt, weshalb wir uns hier lediglich an die Patentschriften gehalten haben.

Über eine besondere Anwendung der Kapazitätsmethode berichtet aber W. Stern[3]). Er ermittelt die Dicke von Gletschereis aus der Schwingungsänderung einer horizontalen linearen Doppelantenne Während Gletschereis selbst als Isolator anzusehen ist, wirkt die durchfeuchtete Schicht der Grundmoräne auf die Antennenkapazität ein. Nachdem Stern sich durch theoretische Überlegungen vergewissert hat, daß die zu erwartende Kapazitätsänderung groß genug ist, um eine Änderung der Eismächtigkeit um 1 % sicher erkennen zu können, hat er auf dem Vernagtferner in den Ötztaler Alpen Versuchsmessungen durchgeführt. Zur Eichung benutzte er Stellen, an denen durch Gletscherspalten die Eisdicke bekannt war. Es zeigte sich, daß Messungen untertags kein Resultat hatten, da die Schmelzfeuchtigkeit der Eisoberfläche infolge der Sonnenbestrahlung am unmittelbarsten die Antenne beeinflußte. Bei Nacht vorgenommene Messungen dagegen zeigen bis auf einige besonders diskutierte Werte gute Übereinstimmung und ergeben plausible Werte für die Gletscherdicke an verschiedenen Punkten. Stern hält es für wahrscheinlich, daß sich dies Verfahren bei geeigneter Abänderung auch zur Dickenmessung von Inlandeis eignet.

Zum Schluß sei noch ein Verfahren von Th. Zuschlag[4]) aus neuester Zeit behandelt. Um festzustellen, ob eine Bohrung evtl. am Erz vorbeigefahren ist oder ob sich in der Nähe anderer natürlicher oder künstlicher

---

[1]) R. Ambronn, s. S. 463 Anm. 4.

[2]) D. R. P. 277385 von G Leimbach.

[3]) W. Stern, Untersuchung einer elektrodynamischen Dickenmessung von Gletschereis, Gerlands Beiträge zur Geophysik, Bd. 23, Heft 3, 1929

[4]) U. S P. 1652227 von Th. Zuschlag nach Engineering and Mining Journal 125, Nr. 24. 1928.

Vertiefungen (Schachte, Hohlungen) Erz befindet, wird in dieses Bohrloch od. dgl. eine isolierte Antenne gebracht, welche uber das Meßinstrument an eine Hochfrequenzstromquelle angeschlossen ist und deren Gegengewicht geerdet ist. Im Unterschied zu einem Patent von LOWY werden auf dieser Antenne erzwungene Schwingungen

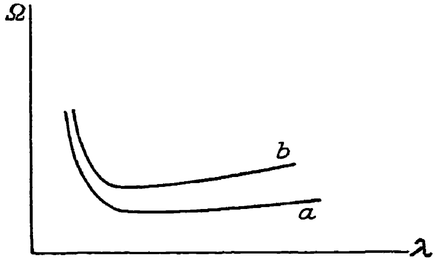


Fig. 16. Abhangigkeit von Antennenwiderstand und Wellenlange bei einem Verfahren von ZUSCHLAG.

verschiedener Wellenlange erregt und der Widerstand dieser Antennenkreise wird gemessen. Je nachdem, ob sich in der Nahe der Antenne Erz befindet oder nicht, wird die Widerstandskurve mit wechselnder Wellenlange eine verschiedene Form haben. Am besten wird bei einer solchen Untersuchung erst innerhalb des Meßgebietes an einer Stelle, wo bestimmt kein Erz zu erwarten ist, eine solche Kurve aufgenommen, mit der dann die in der fraglichen Bohrung aufzunehmende Kurve verglichen werden kann Fig 16 zeigt nach Fig. 2 bei ZUSCHLAG zwei solcher Kurven, von denen die Kurve a in trockenem, gleichformigem Kalkgestein, die Kurve b in einem benachbarten Bohrloch, in dessen Nahe Erz liegt, aufgenommen wurde.

Radioaktive Methoden

Von

J. N. Hummel, Göttingen

Radioaktive Methoden

§ 1. Bedeutung der Radioaktivität für die Geophysik[1]).

Zwei Erscheinungen bilden den Ausgangspunkt desjenigen Teiles der geophysikalischen Forschung, der sich auf die Radioaktivität gründet Der Gehalt der Erde an radioaktiven Stoffen und die Wirkung des radioaktiven Zerfalls auf den Zustand der Erde. Denn einmal birgt zum mindesten das Material der zugänglichen Erdkruste fast überall in feiner Verteilung einen geringen radioaktiven Gehalt, der in bestimmten Grenzen schwankt und mit der geologischen Beschaffenheit des Untergrundes in einem gewissen Zusammenhang steht Und auf der anderen Seite ruft der radioaktive Zerfall, der wohlbekannten Gesetzen folgt, im Untergrunde charakteristische Veränderungen hervor, die nicht nur für die Physik des Erdkörpers überhaupt, sondern auch für manche geologische Besonderheiten in den obersten Schichten bestimmend sind und den geringen radioaktiven Beimengungen eine Sonderstellung unter den Bestandteilen der Erde einräumen. Die radioaktiven Stoffe sind nämlich in dauernder Umwandlung begriffen wobei große Energiemengen frei und neue Elemente gebildet werden Bei diesem Prozeß wird Wärme erzeugt, was für den Wärmehaushalt der Erde von großer Wichtigkeit ist Auch verändert sich hierbei, unabhängig von dem sonstigen geologischen Geschehen, die Verteilung der aktiven Stoffe. Die gleichzeitig ausgesandte Strahlung ist auf die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre von Einfluß und erzeugt im Gestein strukturelle Veränderungen, die pleochroitischen Höfe, die bekanntlich die Möglichkeit eröffnen, durch Feststellung der Intensität der Färbung das Alter der Gesteine zu bestimmen. Die Lösung dieses wichtigen Problems kann auch mittels der Zerfallstheorie versucht werden, indem man der Berechnung die stabilen Endprodukte der Umwandlungs reihen oder das aus den emittierten α-Teilchen entstandene Helium zugrunde legt.

Die Untersuchung der beiden Grundphänomene, des schwankenden Gehaltes der Erde an radioaktiven Stoffen wie der verschiedenartigen

---

[1]) Ausführliches enthält der Beitrag von G. KIRSCH im 2. Teil, ferner: ST. MEYER und D. SCHWEIDLER, Radioaktivität. Leipzig-Berlin 1927, S. 546—624.

Wirkungen des radioaktiven Zerfalls auf die Erde, hat jungst auch fur die angewandte Geophysik Bedeutung gewonnen, die lokale Messungen zu Rückschlussen auf Bau und Beschaffenheit der obersten Schichten auswerten will[1]).

§ 2. Geologische und physikalische Grundlagen der radioaktiven Aufschließungsarbeiten.

a) Radioaktiver Gehalt und radioaktive Verteilung in der Erdkruste[2]).

Die radioaktiven Aufschließungsarbeiten fußen im wesentlichen auf folgendem Befund Der gesamte Untergrund besitzt eine gewisse Aktivitat, die normalerweise sowohl fur die festen Gesteine wie fur die Wasser und die Bodenluft in bestimmten, eng gezogenen Grenzen schwankt. Im Mittel enthalt das Bodenmaterial $7 \cdot 10^{-6}$ g/cm³ U, $2{,}3 \cdot 10^{-12}$ g/cm³ Ra, $1{,}4 \cdot 10^{-5}$ g/cm³ Th, das Wasser des Meeres und der Flusse $2 \cdot 10^{-15}$ g/cm³ Ra, 10^{-8} bis 10^{-7} Th und die Bodenluft $2 \cdot 10^{-13}$ Curie/cm³ RaEm[3]). Die atmospharische Luft besitzt einen erheblich geringeren Emanationsgehalt, der unmittelbar uber der Oberflache im großen ganzen mit der Aktivitat der Bodenluft schwankt. Mit Rucksicht auf die Abgabe der Erdoberflache an die Atmosphare nimmt die Aktivitat nach unten erst etwas zu, hat aber bald in etwa 2 m Tiefe einen konstanten Wert erreicht. Aus dieser normalen Verteilung heben sich mehr oder weniger starke Anreicherungen in auffalliger Weise heraus, die auf besondere Entstehungsursachen schließen lassen. Es wird die durch die Erfahrung bestatigte Vermutung nahegelegt, daß im Bereiche der hervorstechenden Anomalien auch die sonstige Beschaffenheit des Untergrundes in geologischer Hinsicht bemerkenswerte Besonderheiten aufweisen muß. Diese schematische Charakteristik laßt sich im einzelnen durch folgendes Tatsachenmaterial erganzen.

Der Zusammenhang, der in der Regel zwischen Gesteinsart und Gehalt an radioaktiven Substanzen besteht, ist nicht allzu scharf ausgepragt und mancherlei Schwankungen unterworfen. Trotz der losen Bindung konnen aber einige Beziehungen gesetzmäßig erfaßt werden.

---

[1]) An zusammenfassenden Darstellungen vgl.: R. Ambronn, Methoden der angewandten Geophysik. Leipzig 1926, S. 97ff.; Ferdinand Muller, ZS. f. Geophys. **3**, 330—336. 1927, Nr. 7.

[2]) Außer der im § 1 angefuhrten Literatur vgl. hierzu. A. Gockel, Die Radioaktivitat von Boden und Quellen. Braunschweig 1914; H. Geitel im Handb. d. Radiologie **1**, 401. 1920; G. Kirsch, Geologie und Radioaktivität. Berlin 1928.

[3]) H. Benndorf, Lehrb Geophys. Berlin 1929, 749f.; nach neueren Messungen von W. Kosmath, Gerlands Beitr. **25**, 95—117. 1930, Nr. 1, betragt der Emanationsgehalt der Bodenluft im Mittel $0{,}852.\ 10^{-13}$ Curie pro ccm.

Bei der Beurteilung kann man als Maßstab des gesamten Gehaltes an den Elementen der Uranreihe den Radiumgehalt allein wählen, der am wirksamsten ist und mit den übrigen aktiven Bestandteilen meist in einem konstanten Verhältnis steht. Als Ergebnis haben sich aus einem großen Material im wesentlichen die folgenden Beziehungen herausgeschält:

Im Durchschnitt besitzen die sauren Gesteine den höheren, die basischen Gesteine den niedrigeren Radiumgehalt (Tabelle 1)[1]), was

Tabelle 1

Mittlerer Radiumgehalt der Eruptivgesteine

Gestein	Radiumgehalt in g 10^{-12} pro g Gestein
Saure Erstarrungsgesteine	3,01
Mittlere Erstarrungsgesteine . .	2,57
Basische Erstarrungsgesteine . .	1,28
Sedimente	1,4

auf eine Proportionalität zwischen Kieselsäure- und Radiumgehalt hinweist. Besonders hohen Gehalt besitzen rezente Laven (im Mittel $12{,}6 \cdot 10^{-12}$ g)

Die Sedimentgesteine sind meist weniger aktiv als die Eruptivgesteine (Tabelle 2), dagegen zeichnen sich rezente Tiefseeablagerungen wieder

Tabelle 2.

Mittlerer Radiumgehalt der Sedimentgesteine.

Gestein	Radiumgehalt in g 10^{-12} pro g Gestein
Sandsteine	1,5
Tone	1,3
Kalke	0,5

durch einen sehr hohen Gehalt (bis zu $60 \cdot 10^{-12}$g) aus, der dem Meere entnommen zu sein scheint (Tabelle 3)[2]) Gänzlich unaktiv sind ledig-

Tabelle 3.

Radiumgehalt rezenter Tiefseeablagerungen.

Ablagerung	Radiumgehalt in $g \cdot 10^{-12}$ pro g Gestein
Globigerinenschlamm	7,2
Radiolarienschlamm	36,7
Roter Tiefseeton	27,0

[1]) Die Tabellen 1 und 2 sind dem Buch von G. KIRSCH, S. 46, entnommen.

[2]) Die Tabelle 3 ist der Arbeit von A. BORN im Lehrb. Geophys., Lieferung 1, Berlin 1926, S. 27, entnommen.

lich Steinsalz, Gips und reine kristalline Kalksteine[1]). Bei allen diesen Angaben ist aber zu beachten, daß die Unterschiede zwischen dem durchschnittlichen Gehalte der einzelnen Gruppen geringer sind als die zwischen den Einzelproben. Mit anderen Worten, die Abhangigkeit des radioaktiven Gehaltes von der Natur der Probe bzw. von ihrer chemisch-petrographischen Beschaffenheit ist geringer als die vom Fundorte und von sonstigen Faktoren, was in diese Aufstellungen nicht miteingeht. Moglich, daß akzessorische Mineralien (Titanverbindungen, Zirkon) fur den Radiumgehalt bestimmend sind[1]), wodurch die geographische Unterscheidung von radiumreichen und radiumarmen Gebieten ihre Erklarung finden wurde Jedenfalls lassen die auf die Natur des Gesteins bezuglichen Angaben, denen nur statistische Gultigkeit zukommt, keine Ruckschlusse auf den Einzelfall zu, wie durch Tabelle 4 belegt sein moge[2]) Gleich den Gesteinen besitzen die Wasser und die Bodenluft eine gewisse Aktivitat, wobei ahnliche, von der Beschaffenheit des Tragers unabhängige Schwankungen zu konstatieren sind Alles in allem genommen, besitzen die Beziehungen zwischen dem Material der Erde und ihrem radioaktiven Gehalte, zwischen dem geologischen Bau und der normalen radioaktiven Verteilung keinen ausgesprochen gesetzmaßigen Charakter und sind nach dem jetzigem Stande unserer Erkenntnis meist zufalliger Art.

Tabelle 4
Einzelwerte von Porphyren nach E H Buchner

Gestein	Radiumgehalt in $g \cdot 10^{-12}$ pro g Gestein
Pechstein, Insel Amboina. . . .	0,5
Quarzporphyr, Malakoetanfluß, Sumatra	1,3
Pechstein, Meissen	3,0
Quarzporphyr, Bernkastel . .	7,3
,, Munster am Stein	14,6
,, Groß-Umstadt, Odenwald	26,1

Anders in Gebieten anormaler Aktivitat, in denen uberhaupt keine Beziehungen zwischen dem Material und dem aktiven Gehalt zu bestehen brauchen, die aber immer an einen stark aktiven Herd geknüpft sind. Bei diesen Herden nun handelt es sich um ganz bestimmte

[1]) A. Sauer, Jahresber. d. Ver. f. vaterl. Naturk. Wurttemberg 81, 70—75. 1925.

[2]) E. H. Buchner, Jahrb. d. Radioakt. 10, 516—531, 1913, Nr. 4.

geologische Objekte, die sich klassifizieren lassen[1]). Es sei hier die von MÜLLER angegebene Aufstellung mit einer kleinen Erweiterung wiedergegeben:

1. Lagerstätten der stark aktiven Mineralien (Uran-, Radium- und Thoriumerze), die sowohl auf Gängen (z. B. Joachimsthal in Böhmen) als auch in Lagern (Monazitseifen in Südamerika) vorkommen.
2. Viele Mineral- und andere aus der Tiefe kommende Spaltenquellen.
3. Erdöllagerstätten.
4. Verwerfungen, Spalten, Gänge und manche Erzlager.
5. Natürliche Gase wie Kohlenwasserstoffe, Helium usw.

Um eine Vorstellung der in solchen Zentren vorkommenden Aktivitäten zu geben, seien die abnorm hohen Werte einiger in Form von Erzgängen vorkommenden Mineralien in Tabelle 5 zusammengestellt[2]).

Tabelle 5.
Radiumgehalt einiger Mineralien.

Mineral	Radiumgehalt in g 10^{-7} pro g Mineral
Pechblende, Joachimstal	1,81
Cleveit	1,48
Chalkolith, Deutschland	0,905
Gummit, Deutschland	0,58
Carnotit, Colorado	0,375

Setzt man das lokale Vorkommen derartig stark aktiver Lagerstätten sowie die allgemeine Verbreitung einer geringen Aktivität mit den Umwandlungsgesetzen der radioaktiven Stoffe, dem geologischen Geschehen und den meteorologischen Faktoren in Verbindung, so findet sich die Erklärung für manche Eigentümlichkeit der radioaktiven Verteilung in der Erdkruste.

b) Einfluß des radioaktiven Zerfalls auf die radioaktive Verteilung[3]).

Ausgangsmaterial von 38 der insgesamt 40 bekannten radioaktiven Stoffe sind letzten Endes die Elemente Uran und Thor, die die Fähigkeit besitzen, ihre Atome umzuwandeln, d. h. zu zerfallen. Bei dem

[1]) FERDINAND MÜLLER, a. a. O.; L. BOGOIAVLENSKY, Bull. Inst. Prakt. Geophys. **1**, 184. Leningrad 1925.

[2]) Die Werte sind dem Buche von GOCKEL, S. 43, a. a. O., entnommen.

[3]) Vgl. hierzu außer der bereits erwähnten allgemeinen Literatur insbesondere: R. AMBRONN, Jahrb. Hallescher Verband **3**, Lief. 2, 44ff. 1921; Die Umschau **27**, 57—58. 1923; J. KOENIGSBERGER, ZS. f. prakt. Geologie **34**, 187—190. 1926; ZS. f. Geophysik **4**, 67—83. 1928, Nr. 2.

immer weiteren Zerfall entsteht eine ganze Kette neuer Produkte, zu denen auch das stark aktive und trotzdem relativ bestandige Radium gehort. Die Ausgangsmaterialien befinden sich wie bereits erwahnt in samtlichen Gesteinen in geringer Menge verteilt, in großeren Mengen sind sie in den Lagerstatten der nach ihnen benannten Uran- und Thoriumerze angereichert Seiner Entstehung aus Uran entsprechend ist das Radium uberall in einer dem Uran nahezu proportionalen Menge verteilt Als Salz diffundiert dieses wichtigste der radioaktiven Stoffe in die Bergfeuchtigkeit der umgebenden Gesteine bzw. in das Wasser der Gesteinsporen, was zu einem gewissen Ausgleich der Aktivitat fuhren muß, von dem naturgemaß insbesondere die Nachbarschaft der radiumhaltigen Erzlagerstatten betroffen wird

Bei der Umwandlung der Atome entstehen neben den festen Zerfallsprodukten auch gasformige Stoffe, von denen der wichtigste die Radiumemanation mit einer Halbwertzeit von 3,85 Tagen ist Diese diffundiert nicht nur in das Wasser, sondern verdampft auch in die wasserfreien Gesteinsporen, weshalb sie rascher als das Radium und dessen Derivate wandert Sie kann sich in der Nachbarschaft der Ausgangselemente anreichern und einen Bestandteil der Bodenluft bilden. Diese enthalt denn auch etwa 2000 mal soviel Emanation wie die Atmosphare. Mit der Bodenluft zusammen kann die Emanation in benachbarte Schichten abwandern oder gar weite Strecken forttransportiert werden, womit eine betrachtliche Ausbreitung der Aktivitat verbunden ist. Da uberall im Untergrunde Emanation entsteht, hangt deren vermehrtes Auftreten dementsprechend in erster Linie von der Aufnahmefahigkeit und Durchlassigkeit des Untergrundes ab. Deshalb sind Zerruttungszonen, lockere Stellen, Gebiete starker Porositat, die der Emanation den Weg aus der Tiefe erleichtern, stark aktiv In Gangen, Bruchen, Spalten, Schichtflachen, Kluften, Verwerfungen usw konnen beachtenswerte Stromungen der Emanation vorkommen. Nicht aber braucht deren vermehrtes Auftreten von der Nachbarschaft eines aktiven Konzentrationsherdes herruhren, worauf es zuruckzufuhren ist, daß die Aktivitat der Bodenluft oft sogar in geringer Entfernung von den stark aktiven Uranlagerstatten keine Zunahme erfahrt.

Auch von absorbierenden Medien wird die Emanation aufgenommen und reichert sich hier an. Aus diesem Grunde vermutlich ist Erdöl, das die Fahigkeit besitzt, mehr als 20 mal soviel Emanation wie Wasser aufzunehmen, häufig aktiv.

Die Eigentümlichkeit der Emanation, sich wieder in feste Produkte umzuwandeln, die ebenfalls aktiv sind, hat zur Folge, daß nicht überall ein Ausgleich der Aktivität eintritt, daß sich vielmehr in

den Verwerfungen und Spalten, durch die die Emanation ihren Weg nimmt, deren Umwandlungsprodukte absetzen und die Aktivitat noch steigern. Auf diese Weise konnen bemerkenswerte sekundare Konzentrationsherde entstehen, die sich aus einer vorher bereits ausgeglichenen Verteilung herausheben

Der weitere Prozeß laßt die aktiven Stoffe von den sekundaren Herden wieder in die Umgebung wandern, so daß sich die Eigenstrahlung auch der angrenzenden Schichten erhöht. So konnen sich z B. Erdol oder Erdgas durch eine erhohte Aktivitat auch der uber der Lagerstatte befindlichen Schichten bemerkbar machen. Der fur Aufschließungsarbeiten wichtigste Fall ist der, daß Verwerfungen von einer durchlassigen Alluvial- oder Diluvialschicht uberdeckt sind, durch die die aufsteigende Emanation in die Atmosphare entweichen kann Dann teilt sich die Aktivitat der Verwerfung der daruber befindlichen Bedeckung mit.

Da auch das Wasser sowohl die festen wie die gasformigen radioaktiven Stoffe aufnimmt, sind die aus der Tiefe kommenden Wasser radioaktiv, und zwar vielfach um so mehr, je naher sie an Lagerstatten aktiver Erze herankommen Obwohl ihre Aktivitat mit 10^{-15} bis 10^{-14} g Ra normalerweise bei weitem nicht an diejenige des Gesteins heranreicht, hat man doch bis zu 5080 M E. Emanation gefunden[1]) So kann die auf der Verdampfung und Diffusion beruhende, verhaltnismaßig geringe Fernwirkung der aktiven Lagerstatten ganz betrachtlich vergroßert werden. Allerdings stammt ein hoher Gehalt der Wasser an radioaktiven Stoffen weniger von der unmittelbaren Beruhrung mit den Erzen selbst, als vielmehr von der Aufnahme der Radiumemanation, die wohl in der Nahe solcher Lagerstatten stark angereichert ist, keineswegs aber immer von diesen herzuruhren braucht. Dies hat BEHOUNEK betont, der durch eine sehr sorgfaltige Untersuchung zu dem folgenden Ergebnis kommt[2]) „Als Schluß der Radioaktivitatsuntersuchungen der Wasser von St. Joachimsthal kann man sagen, daß eine ortliche Konzentration an Radium nur eine untergeordnete Rolle spielt. Vielmehr ist die Anwesenheit einer großen geologischen Formation, die Radium in sehr kleinen, aber uniform verteilten Dosen enthalt, von Bedeutung, und auch die Terrainverhaltnisse konnen auf den Aktivierungsvorgang einen großen Einfluß ausuben Wenn diese Verhaltnisse so gestaltet sind, daß sie das Eindringen des Wassers in große Tiefen durch ein an Radium relativ reiches Gestein (wie Granit) und in einer breiten Zone

---

[1]) F BEHOUNEK, Phys. ZS 28, 333—342. 1927, Nr. 9

[2]) Auf S. 341 der eben zitierten Arbeit. Dieselbe Auffassung hat bereits früher v. D. BORNE auf Grund seiner Messungen vertreten. Vgl G v. D. BORNE, Habilitationsschrift, S. 31, Breslau 1905.

ermoglichen, so kann man wie bei der Thermalquelle im Einigkeitsschacht eine große Aktivität vorfinden, die nicht einmal von gelegentlichen Uranpecherzgangen verursacht sein kann.“

Auf die hohe Aktivitat der aus der Tiefe kommenden Wasser mag die Aktivitat mancher Verwerfungen ebenfalls zuruckzufuhren sein. Denn die in Verwerfungsspalten zirkulierenden Wasser sind ein Gemisch von solchen, die aus der Tiefe kommen, und von Tageswassern. Daher haben auch die Gewasser und deren Absatze auf den Verwerfungsspalten eine mehr oder minder starke Radioaktivitat. Vielfach werden beide Faktoren, der Auftrieb der Emanation wie auch das Aufsteigen der Wasser, gemeinsam die hohe Aktivitat der Verwerfungen verursachen.

Von großem Einfluß auf die Radioaktivitat an der Oberflache sind meteorologische Faktoren, und zwar vornehmlich aus den folgenden Grunden[1]): Die „Bodenatmung“ und damit die Erdstrahlung steigen bei fallendem Luftdruck infolge der Saugwirkung, bei steigender Temperatur wegen der Auflockerung des Bodens, sie werden klein, wenn infolge von Frost oder von Niederschlagen die Capillaren geschlossen sind oder wenn der Wind die Emanationen zu schnell fortfuhrt. Als Folge dieser, naturlich nie ganz exakt zu erfassenden Vorgange, ist der tagliche und jahrliche Gang der Erdstrahlung zu erklaren.

Das eigentumliche Verhalten der radioaktiven Stoffe, zu zerfallen, neu zu entstehen und außerhalb der sonstigen materiellen Bewegungen eigenmachtig zu wandern, macht es verstandlich, daß auf den normalen aktiven Gehalt der Gesteine die Entstehung der Schichten und die sekundare Verlagerung radioaktiver Muttersubstanzen von Einfluß sind Die anormalen, lokal begrenzten aktiven Herde verdanken ihre Entstehung, wenn man von den Lagerstatten der Radiumerze absieht, der Durchlassigkeit und Aufnahmefahigkeit des Untergrundes fur die aktiven Gase und Wässer, wobei die Nachbarschaft primarer Konzentrationszentren nicht erforderlich zu sein braucht. Bei Ruckschlussen aus dem ermittelten aktiven Gehalt ist zu berucksichtigen, daß der Weg der Radioaktivität von ihrem Ursprungsorte bis zu ihrem jeweiligen Sitze weit sein kann und meist unkontrollierbar ist[2]). Trotzdem kann die Verteilung der radioaktiven Stoffe u. U. ein Bild von der tektonischen Struktur der Schichten vermitteln und in Sonderfallen uber deren unmittelbaren Klarung hinaus weitergehende Schlußfolgerungen auf spezialtektonische Fragen gestatten.

---

[1]) Diese sind wörtlich dem Beitrage von K. Buttner im Teil 1, S. 493/4 entlehnt, wo auch weitere Literatur hieruber zu finden ist.

[2]) P. Ludewig und H. Witte, ZS. f. Geophys. 2, 70—77. 1926, Nr. 2/3; H. Reich, Metall und Erz 23, 288. 1926, Nr. 11.

§ 3. Meßmethoden und -apparate[1]).

Die Messung des radioaktiven Gehaltes einer Substanz gestaltet sich verhältnismäßig einfach, solange man sich auf die Bestimmung der gesamten Aktivität beschränken und auf eine Analyse des Gehaltes auf die einzelnen Bestandteile, (Radium, Thorium, Uran und deren Zerfallsprodukte) verzichten kann. Dies dürfte für die meisten Zwecke der angewandten Geophysik der Fall sein, da es hierbei nicht so sehr auf die Natur des aktiven Stoffes ankommt. Auch sind die auf Grund der Zerfallsgesetze für abgeschlossene Räume gültigen Beziehungen zwischen diesen Bestandteilen in der Natur nahezu erfüllt, weshalb man von der Stärke der gesamten aktiven Wirkung einer Zerfallsreihe auf den prozentualen Anteil der verschiedenen Bestandteile schließen kann.

Man benutzt zur Messung die ionisierende Wirkung der ausgesandten Strahlung, in erster Linie der α-Strahlen, die man auf ein abgeschlossenes Luftvolumen einwirken läßt. Die Luft erhält hierbei durch Ionisation eine gewisse Leitfähigkeit, die ein Maß für die Strahlungsintensität ist und elektrometrisch gemessen wird. Als Meßinstrument bedient man sich eines Faden- oder Blättchenelektrometers, das entsprechend der Stärke der Ionisierung abfällt. Das Prinzip der Apparatur zeigt Fig. 1[2]). Ein Metallkasten von etwa 10 bis 20 l Inhalt dient als Ionisierungskammer. In diese ist durch einen Isolator ein Metallstab axial weit hineingeführt, der an seinem herausragenden Ende das Elektrometer nebst Meßsystem trägt. Die beiden letzten befinden sich in einem kleineren Schutzkasten eingeschlossen, durch dessen Wandung ein Ladestift führt, mit dem das Elektrometer aufgeladen werden kann. Die Aufladung kann mittels eines Ebonitstabes erfolgen; besser bewährt hat sich aber eine Anodenbatterie, die jedesmal das gleiche Potential reproduziert. Das Elektrometer kann sich unter oder

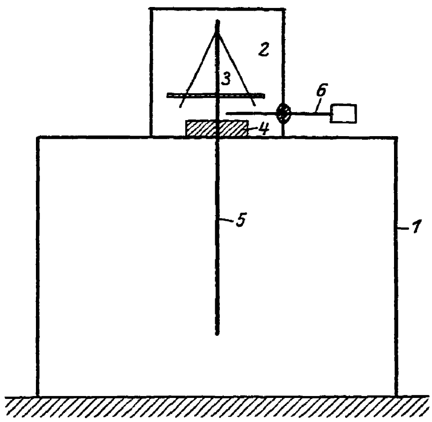


Fig. 1. Schema eines Strahlungselektrometers.
1 Metallkasten, 2 Elektrometer, 3 Meßsystem, 4 Isolator, 5 Zerstreuungsstab, 6. Ladestift

[1]) Vgl. hierzu außer der bereits erwähnten Literatur: H. GEIGER und W. MAKOWER, Meßmethoden auf dem Gebiete der Radioaktivität. Braunschweig 1920.

[2]) Die Fig. 1 und 2 sind entnommen: R. AMBRONN, Das Technische Blatt, Beilage d. Frankf. Ztg. v. 27. Febr. 1925, S. 52, Abb. 6 und S. 51, Abb. 7.

über der Ionisierungskammer befinden. Ist es abtrennbar angebracht, so gestattet sein Auswechseln eine schnelle Aufeinanderfolge mehrerer Messungen, da man nicht auf das Abklingen zu warten braucht[1]). Dieses einfache Apparaturschema erfahrt den mannigfaltigen Zwecken entsprechend eine Reihe von Abwandlungen und Ausbauten.

Gelangt radioaktive Strahlung in den Kasten, so ionisiert sie die Luft und beschleunigt die Entladung des Zerstreuungsstabes nach den Kastenwänden. Die Blättchen des Elektroskops fallen um so rascher wieder zusammen, je größer die Leitfähigkeit bzw. der Emanationsgehalt der eingesaugten Bodenluft ist. Durch Beobachtung der Zahl der Skalenstriche, um welche die Blättchen in einer gewissen Zeitspanne niedersinken, erhält man ein Maß für den Emanationsgehalt. Durch Eichung der Apparatur kann von dem jeweiligen Skalenwert auf das Potential geschlossen werden. Aus dem Voltabfall in Verbindung mit den Apparatdimensionen und der Kapazität ist dann die Leitfähigkeit der Luft und die Zahl der gebildeten Ionen zu entnehmen, und zwar gelten bei Sättigungsstrom für die Stromstärke i und die Zahl N der gebildeten Ionen die Formeln

$$i = N e L = C \cdot \frac{dV}{dt}; \qquad N = \frac{C}{e \cdot L} \cdot \frac{dV}{dt},$$

in denen e das Elementarquantum, L das Gasvolumen des Meßgefäßes, C die Kapazität des Elektrometers und V dessen Spannung bedeuten.

Die verschiedenen Variationen der Messung unterscheiden sich unter technischen Gesichtspunkten am meisten durch die Art, wie man die Strahlung in die Ionisierungskammer hineingelangen läßt. Im wesentlichen kommen drei verschiedene Wege hierbei in Frage, deren Eigentümlichkeiten die spezielle Ausführungsform der Apparatur in zweckmäßiger Weise Rechnung zu tragen hat. Erstens können dem Boden von Punkt zu Punkt Proben fester Substanzen entnommen werden, die man unmittelbar in die Kammer hineinbringt, zweitens ist es möglich, den unten geöffneten bzw. nur zum Teil abgeschirmten Kasten auf den Boden aufzusetzen, so daß die Erdstrahlung direkt in ihn hineingelangt, und drittens kann die Bodenluft durch den Kasten hindurchgeleitet werden, wobei dann ihr Emanationsgehalt durch seine Strahlung die Entladung bewirkt. Diese typischen drei Meßweisen, zu denen sich noch eine Anzahl Modifikationen gesellt, seien nebst den erforderlichen konstruktiven Anpassungsformen des Apparates der Reihe nach beschrieben.

---

[1]) F. Behounek, a. a. O.

1 Die Untersuchung von Mineralproben erfolgt in der Weise, daß Pulver der fraglichen Substanz fein verteilt auf ein Schalchen gebracht und in die Ionisierungskammer hineingesetzt wird. Der Vergleich der Strahlungswirkung kann mit einem Normalpraparate von Uranoxyd U_3O_8 erfolgen, falls man sich nicht mit relativen Werten durch Vergleich der Aktivitat der einzelnen Proben untereinander begnugen will, was fur die Auffindung und Lokalisierung der anormalen Herde durchaus ausreichend ist. Um dabei vergleichbare Resultate zu bekommen. muß jedesmal von demselben Zustande des Materials ausgegangen werden. Die zu prufenden Substanzen werden fein pulverisiert und in lufttrockenem Zustande der Untersuchung unterworfen, und zwar immer die gleiche Gewichtsmenge auf gleich große Oberflache in dunner Schicht ausgebreitet. Auch empfiehlt es sich, von der Entnahme der Probe bis zur Messung stets die gleiche Zeit verstreichen zu lassen.

2 Um die Intensitat der von der Erde ausgehenden Strahlung unmittelbar messen zu konnen, wird die unten geoffnete Ionisierungskammer direkt auf den Boden aufgesetzt, nachdem das Erdreich erforderlichenfalls freigelegt, aufgelockert und glattgestrichen ist[1]) Zwecks Erzielung einer moglichst gleichmaßigen Ionisation mag eine Ruhrvorrichtung gute Dienste leisten, die die Luft im Innern des Kastens durchmischt.

Dieses Meßverfahren kann in der Weise modifiziert werden, daß Bohrlocher in das Gestein getrieben werden, die dann unter Verzicht auf einen besonderen Kasten selbst als Ionisierungskammer dienen konnen[2]). Damit sich im Innern dieser Locher ein stationarer Zustand einstellen kann, bleiben sie hermetisch verschlossen einige Stunden sich selbst uberlassen.

Will man lediglich die durchdringende Erdstrahlung in die Ionisierungskammer gelangen lassen, so wird die Kammer uberall durch dicke Blei- (bis zu 8 cm) oder Zinkwandungen vor dem Hereindringen der weicheren Strahlung geschutzt[3]) Am Boden der Kammer befindet sich ein Fenster, das durch ebensolche Platten verschiedener Dicke, sogen. Filter, bis zu einem gewissen Grade abgeschirmt ist. Die Variation der Filterdicke gestattet es, die Strahlen nach ihrer Harte bzw. Durchdringungsfahigkeit zu analysieren. Erst bei 7,45 cm dickem Bleischutz findet vollständige Abschirmung gegen die weicheren

[1]) R. AMBRONN, Methoden der angewandten Geophysik. Leipzig 1926, S. 90.

[2]) J. KOENIGSBERGER, ZS. f. prakt Geologie **34**, 187—190, 1926; FERDINAND MULLER, a. a. O

[3]) L. N. BOGOIAVLENSKY, A. A. LOMAKIN, ZS. f. Geophys. **3**, 87—92, 1927, Nr. 2/3.

Strahlen statt. Bei dieser Meßweise kann das Elektrometer zusammen mit der Aufladebatterie direkt in die Ionisierungskammer hineingebracht werden Durch Anbringung eines seitlichen Fensters und entsprechende Variation der Abschirmung ist es moglich, die Richtung bzw. den Einfallswinkel der Strahlung zu ermitteln.

3. Zur Bestimmung der Aktivitat der Bodenluft wird diese mit einer Luftpumpe aus dem Erdboden gesaugt und durch eine zylindrische Ionisierungskammer geleitet, in die sie entweder ebenfalls hinein-

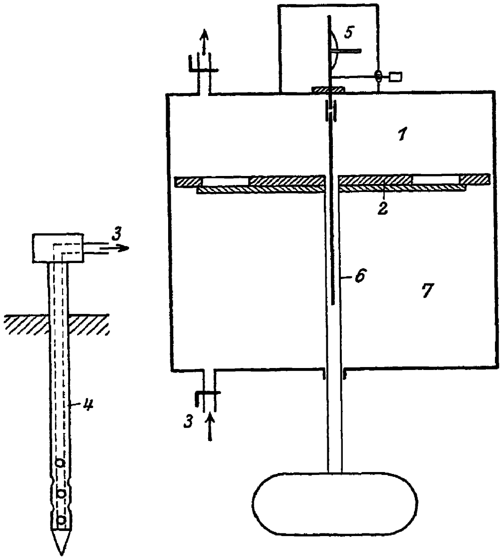


Fig. 2. Schema eines Emanationselektrometers.

1 Meßraum, 2. Stempel, 3 Schlauchverbindung, 4 Isolator, 5 Zerstreuungsstab, 6. Ladestift, 7 Saugraum

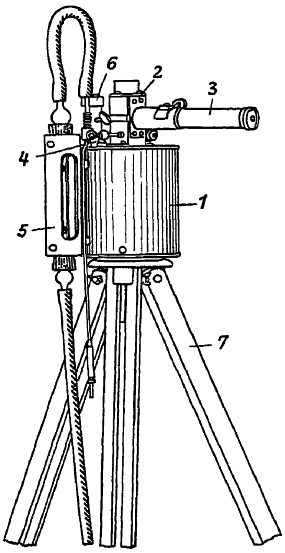


Fig. 3. Emanationselektrometer nach AMBRONN

1 Ionisationszylinder, 2 Einfadenelektrometer, 3. Mikroskop, 4 Aufladestift, 5 Trockenrohr, 6 Heizlampchen, 7 Stativ

gesaugt oder aber hineingepreßt wird[1]). Im ersten Falle konnen beide Apparate in einem vereinigt sein[2]). Das Schema eines solchen Emanationselektrometers zeigt Fig. 2. Um die Luft dem tieferen Untergrunde zu entnehmen, werden Sonden, durch die die Bodenluft uber einen Trockenfilter in den Ionisierungsraum gelangt, bis zu 2 m tief

[1]) Eine Moglichkeit der Messung in Bohrlöchern, bei der der Emanationsgehalt aus der Niederschlagsmenge von RaA auf einen Korper mit negativem Potential bestimmt wird, schlagt J. B. OSTERMEIER vor. Vgl. ZS. f. techn. Phys. 7, 196—198. 1926.

[2]) E. LORENSER, D.R P Nr. 420511.

in den Boden getrieben. Der Apparat besitzt den Nachteil, daß sich die angesaugte Luft leicht mit atmosphärischer vermischen kann. Um dies zu vermeiden, wird sie nach dem Vorschlage von Ambronn besser in den Zerstreuungsraum hineingepreßt, was durch eine in dem Luftwege befindliche Saug- und Druckluftpumpe bewirkt wird. Eine Ausführungsform zeigt Fig. 3[1]. Ein vor dem Zylinder befindliches Chlorkalziumrohr trocknet die durchpassierende Luft. An seinen beiden Enden sind zwei Röhrchen angebracht, in deren Verdickungen sich Glaswolle zur Entstaubung der Luft befindet. Die Aufladung des Elektroskopes erfolgt über einen verschiebbaren Stift, der nach der Aufladung automatisch geerdet wird. Ein Lämpchen verhindert Isolationsschwierigkeiten. Eine Vorrichtung gestattet die Änderung der Fadenspannung und damit der Empfindlichkeit des Elektroskops.

Durch Messung des Emanationsgehaltes wird auch die Aktivität von Wässern bestimmt, wobei ähnlich gebaute Apparate, sog. Fontaktometer, zur Anwendung gelangen. Die Eichung erfolgt durch Vergleich mit einer Radiumnormallösung. Das Maß für die Höhe des Emanationsgehaltes ist gewöhnlich die Mache-Einheit, die $3{,}64 \cdot 10^{-10}$ Curie pro Liter entspricht. Alle Aktivierungsmessungen sind nur dann einwandfrei, wenn die benutzte Apparatur frei von „Verseuchungen" ist, die auf die Anwesenheit geringer unkontrollierbarer Spuren aktiven Materials zurückzuführen sind. Die Entstehung fester aktiver Stoffe aus gasförmigen macht die unbeabsichtigte Einnistung der Aktivität in die Zerstreuungskammer verständlich. Man überzeugt sich deshalb sicherheitshalber jedesmal durch eine Vorprobe von der Reinheit des Zerstreuungssystems.

Die Empfindlichkeit sämtlicher Messungen für radioaktive Stoffe ist außerordentlich groß. Dank der Aktivität der Substanzen können sehr geringe Spuren schnell und leicht nachgewiesen werden.

Durch die Art und Weise, wie die Messung erfolgt, können die einzelnen radioaktiven Aufschließungsmethoden systematisiert werden. Obwohl auch andere Einteilungen möglich sind, z. B. nach dem Charakter der Rückschlüsse, nach dem praktischen Ziel der Untersuchung usw., soll bei ihrer nun folgenden Beschreibung doch dieser rein praktische Gesichtspunkt zur Grundlage gemacht werden, weil bei einer solchen Gliederung die Grenzen zwischen den einzelnen Gebieten am wenigsten verwischt werden.

---

[1] R. Ambronn, Phys. ZS. 28, 444—446. 1927, Nr. 12. Eine andere Ausführungsform beschreibt A. A. Lomakin, Bull. Inst. Prakt. Geophys. 3, 124—136. 1927, Leningrad.

§ 4. Die Aufschließungsmethoden und ihre praktischen Ergebnisse.

a) Untersuchung durch Messung der Aktivität von Materialproben.

Die Analyse von Mineralproben auf ihre Aktivitat liefert ein Bild von der radioaktiven Verteilung, das Schlusse auf die Nachbarschaft hoch aktiver Stoffe oder auf die Natur von Schichten zulaßt.

Die Untersuchung zur Auffindung und Lokalisierung von radiumhaltigen Erzlagern kann in der Weise vorgenommen werden, daß langs geeignet gewahlter Profile an der Oberflache oder innerhalb eines Schachtes, Stollens, Bohrloches usw. Bodenproben entnommen und analysiert werden. Derartige Messungen hat zuerst v. d. Borne[1]) an verschiedenen Orten ausgefuhrt, wobei er zu eindeutigen Ergebnissen gelangte Aus seinen Profilen heben sich die aktiven Gange sehr scharf heraus. Ein besonders steiles Ansteigen, das schon in beachtlicher Entfernung von den Lagerstatten beginnt, zeigt sich in den Kurven, die er in einem Uranbergwerke des Erzgebirges aufgenommen hat.

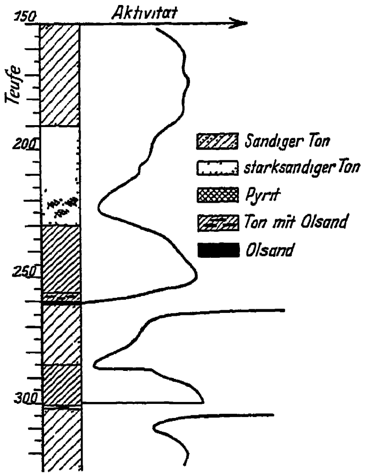


Fig. 4. Aktivitatskurve langs eines Bohrloches bei Neuengamme, Hamburg, nach R. Ambronn.

In der Nahe von Durrmaul bei Marienbad hat Winnacker[2]) versucht, ca. 6 m tiefe Linsen von Uranpechblendeerz aufzufinden, indem er auf geraden Linien in der Streichrichtung des Muttergesteins in Abstanden von 25 m Bohrmehl aus 1 m tiefen Lochern entnahm und analysierte. Er glaubt, daß sein Ergebnis positiv ist, obwohl seine Angaben durch Bohren bislang keine Nachprufung erfahren haben. Jedenfalls konnte er erhebliche Schwankungen konstatieren.

Schwieriger ist es, die Aktivitat der Gesteinsproben zu Schlußfolgerungen auf die Tektonik heranzuziehen, da der zwischen Gesteinsart und radioaktiven Gehalt bestehende Zusammenhang keineswegs scharf ausgepragt und mancherlei Schwankungen unterworfen ist. Heiland[3]), der in der Nahe einer Erdgasquelle bei Neuengamme, Hamburg, gearbeitet hat, vermag keine auffalligen Beziehungen dieser

---

[1]) G. v. d. Borne, a. a. O.

[2]) ZS. intern. Ver. Bohring. u. Bohrtechn. **32**, 57—58. 1924, Nr. 8.

[3]) C. A. Heiland, Geol.Arch. **3**, 205—280. 1925.

Art festzustellen. Dagegen urteilt AMBRONN[1]), der Messungen zur Klarung des Zusammenhanges zwischen radioaktiver Verteilung und Schichtenfolge ausgefuhrt hat (Fig 4), uber den Wert seiner Untersuchungen: „An Proben aus Bohrlochern kann man wichtige Feststellungen uber die Natur und den Wechsel der durchbohrten Schichten gewinnen und z. B. oft feststellen, ob die Bohrung Verwerfungen durchsunken hat oder durch ölfuhrende Schichten, ohne sie zu bemerken, hindurchgebohrt worden ist. In beiden Fallen finden ganz anormal große Beimengungen radioaktiver Substanzen statt Auch uber Tongehalt und Wasserfuhrung der hoheren Schichten laßt die Kurve Folgerungen zu “

In jedem Falle aber sind derartige Messungen mit einer großen Unsicherheit behaftet. Denn einmal braucht eine Materialprobe nicht den mittleren Wert der in der betreffenden Untergrundspartie herrschenden Aktivitat zu geben, kann vielmehr einen ganz zufalligen liefern, und zudem kann sich der aktive Gehalt in der Zeit von der Entnahme bis zur Messung sogar bei Einhaltung der gleichen Zeitspanne in verschiedenem Maße andern.

b) Untersuchung durch Messung der gesamten Bodenstrahlung.

Zur Ermittlung der durchschnittlichen Aktivitat des Bodens sind Strahlungsmessungen geeigneter. Diese konnen ebenfalls langs geradliniger Profile vorgenommen werden, wobei der Boden mit der unten geoffneten Apparatur uberschritten wird In dieser Form haftet der Methode aber noch der Nachteil an, daß die Strahlung in der Hauptsache von der allerobersten Bedeckung stammt, deren erhohte Aktivitat nicht nur von einem darunter befindlichen stark aktiven Herde herzuruhren braucht. Der wechselnde, auf Zufalligkeiten und meteorologischen Erscheinungen beruhende Gehalt der obersten Bedeckung geht in die Beobachtungen am starksten ein, weshalb man auch aus solchen Meßergebnissen keine einwandfreien Ruckschlusse auf die Aktivitat des Untergrundes ziehen kann.

Zur Vermeidung dieser storenden Einflusse hat J. KOENIGSBERGER 1—2 m tiefe Bohrlocher als Ionisierungskammer benutzt[2]). Nach Messungen, die er in einem Salzbergwerk ausgefuhrt hat, glaubt er, aus der Zunahme der Aktivitat auf einen benachbarten aktiven Herd

[1]) Jahrb. Hallescher Verband 3, Lief. 2, 44ff. 1921. Vgl. auch J. B. OSTERMEIER, Intern. ZS. f. Bohrtechnik, Erdolbergbau u. Geologie 33, 158—159. 1925.

[2]) ZS. f. prakt. Geologie 34, 187—190. 1926. Vgl. auch FERDINAND MULLER, a. a. O., der in der gleichen Weise vorging, ohne indessen seine Erfahrungen speziell mit dieser Methode mitzuteilen.

schließen zu können. Seine Vermutung wird durch die am selben Objekte erzielten Ergebnisse anderer geophysikalischer Untersuchungen wahrscheinlich gemacht.

c) Untersuchung durch Messung der harten durchdringenden Erdstrahlung[1]**.**

Läßt man nur die harte durchdringende Erdstrahlung in die Ionisierungskammer gelangen, wird man nahezu völlig unabhängig von meteorologischen Faktoren und den Schwankungen des Emanationsgehaltes in der Luft. Ja, die Intensität der Strahlung wird nicht einmal von dem Vorhandensein von Radioelementen in den oberen Erdschichten verändert. Es gelingt, an ein und demselben Meßpunkt eine bis auf 3 % konstante Strahlungsintensität zu erhalten. Die Meßergebnisse erweisen sich auch nach Jahren noch als reproduzierbar.

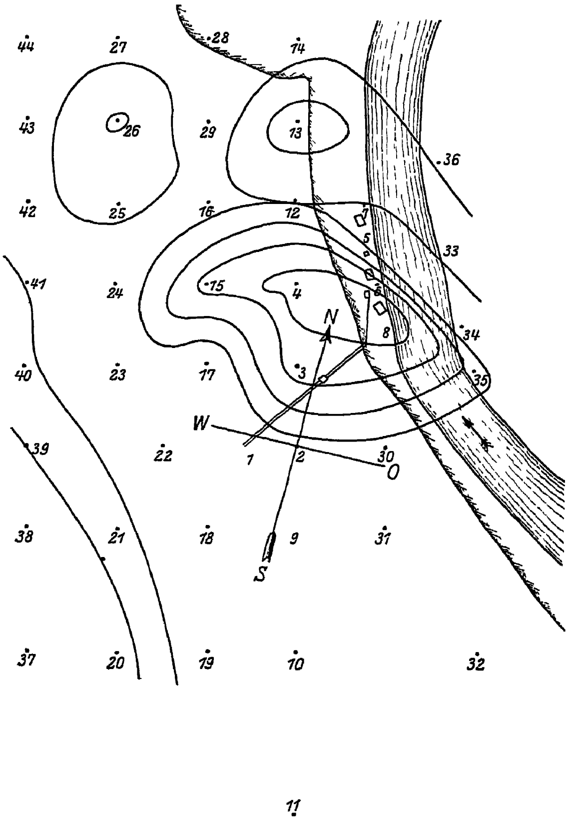


Fig. 5. Radiometrische Niveaulinien nach L. N. Bogoiavlensky und A. A. Lomakin. Maßstab 1 : 5700.

Bogoiavlensky, der diese Methode ausgearbeitet hat, konnte durch Aufnahme geradliniger Profile unterirdisches Wasser von hoher Radioaktivität (über 700 Mache-Einheiten) nachweisen. In Zusammenarbeit mit Lomakin gelang es ihm, auch über Erz markante Profile zu erhalten. Diese Forscher wandten außer der üblichen Meßweise noch eine modifizierte Methode an, die darin bestand, daß sie Kurven gleicher Strahlungsintensität bei wechselnden Härten bzw. wechselnden

[1]) L. N. Bogoiavlensky, The petroleum and oil shale industrie. Rußland 2, 239. 1923; Bull. Inst. Prakt. Geophys. 1, 57. 69. 184, Leningrad 1925, 2, 184—195 1926; L. N. Bogoiavlensky, A. A. Lomakin, Nature **119**, 525. 1927, Nr. 2997; Bull. Inst. Prakt. Geophys. 3, 87—112. Leningrad 1927 (englische Übersetzung: Zirkular Nr. 6072 des Bureau of Mines, Washington 1928); 4, 165—178. 1928.

Filterdicken aufnahmen (Fig 5)[1]) Aus der Tatsache, daß in Gegenden größter Strahlungsintensität auch die größte Absorption beobachtet wurde, gelangten sie zu der Folgerung, daß die Strahlen um so weicher sind, je näher der Erzkörper an die Oberfläche heranreicht.

d) Untersuchung durch Messung des Emanationsgehaltes der Bodenluft.

Die ersten Messungen des Emanationsgehaltes der Bodenluft haben ELSTER und GEITEL vorgenommen, ohne indessen hieran Schlußfolgerungen auf die Geologie des Untergrundes zu knüpfen[2]). Jedoch hatte

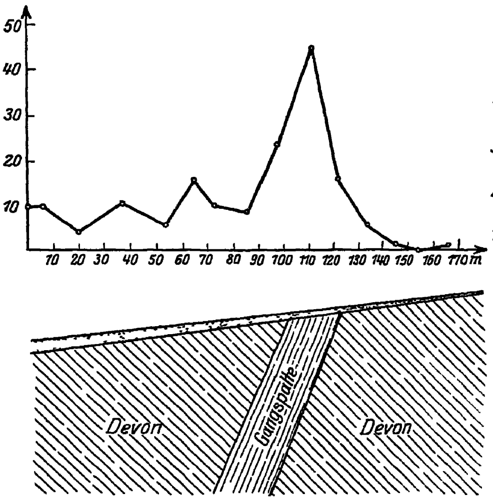


Fig 6 Radioaktives Profil über den Ziethengang bei Honnef a. d. Sieg.

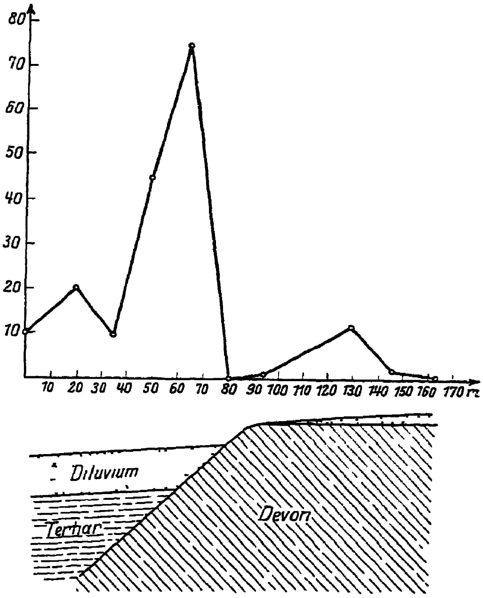


Fig 7. Radioaktives Profil über die Randverwerfung der Kölner Bucht bei Honnef a. d. Sieg.

schon v. D. BORNE die Bestimmung des Emanationsgehaltes der Grubenluft bei seinen Untertagemessungen mit Erfolg angewandt[3]). Beim Vergleich seiner verschiedenen Arbeitsweisen kam er aber zu dem Ergebnis, daß der Anstieg des Emanationsgehaltes in der Nähe von Uranerzgängen lange nicht so stark ist wie derjenige der Aktivität der benachbarten Gesteine, was darauf zurückzuführen ist, daß er die Luft für seine Messungen aus der Grube selbst entnahm, wo ein Ausgleich des Emanationsgehaltes leicht möglich war.

---

[1]) Diese Abbildung befindet sich auf Seite 173 der zuletzt genannten Arbeit.
[2]) J. ELSTER, H. GEITEL, Phys. ZS. 3, 574. 1902.
[3]) G. v. D. BORNE, a. a. O.

Die Auffassung, daß man sich derartiger Messungen zur Auffindung von Verwerfungen, von Gesteinsspalten und -grenzen oder von anderen Zerruttungszonen bedienen konne, hat als erster AMBRONN vertreten[1]). In der Nachbarschaft solcher geologischer Objekte, deren Aktivitat gerade von der durchpassierenden Emanation herruhrt, mussen naturlich durch Emanationsmessungen radioaktive Anomalien am ehesten festzustellen sein. Zur Erprobung der Brauchbarkeit des Verfahrens hat AMBRONN Verwerfungen bei Blankenburg wie auch einen Erzgang mit einer Reihe von Messungen längs mehrerer geradliniger Profile an der Erdoberflache uberschritten, wobei er einen starken Anstieg in der Aktivitatskurve uber diesen Objekten feststellen konnte In dieselbe Richtung weisen Meßergebnisse, die LINK und SCHOBER im Eyachtale (Schwarzwald) uber tektonischen Storungslinien erzielt haben[2]).

Neuere Messungen hat MULLER vorgenommen[3]). Er erhielt uber dem Ausgehenden von Verwerfungen ein Anwachsen der Aktivitat bis zu 2000 $^0/_0$ gegenuber dem ungestorten Gebirge. Weitere Profile, die er bei Honnef a d. Sieg über einer Gangspalte und uber einer Randverwerfung aufnehmen konnte, sind in den Fig. 6 und 7 wiedergegeben.

Im Rahmen einer sehr sorgfaltigen umfassenden Untersuchung hat BEHOUNEK in einem Pechblendebergwerk ebenfalls den Emanationsgehalt der Bodenluft gemessen, die er Bohrlochern in Gangen entnahm[4]). Die beistehende Tabelle 6 ist aus seinen Meßergebnissen zusammengestellt.

Tabelle 6.

Anwachsen des Emanationsgehaltes der Bodenluft bei Annaherung an einen Pecherzgang

Entfernung vom Pecherz in Metern	Aktivitat in M. E. pro Liter Luft
∞	0,24 (durchschnittlicher Wert)
29	1,92
17	2,72
6	8,9
(dicht am Pecherzgang)	200
0 (aus einem Bohrloche im Pecherzgange selbst)	212

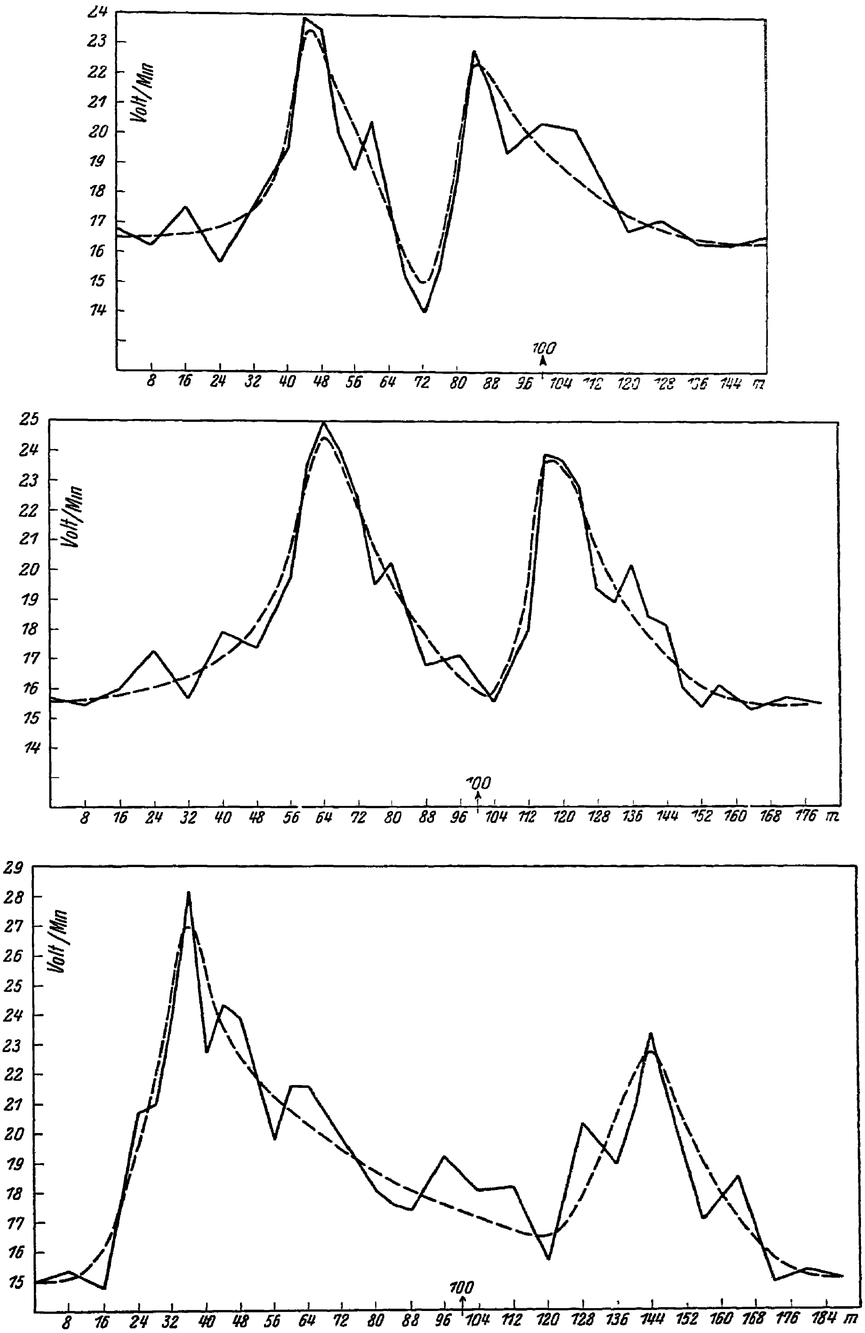
Ein Anwachsen der Aktivitat schon bei 29 m Entfernung vom Pecherze, ein sehr starkes in unmittelbarer Nähe ist unverkennbar. Im Gegensatze zu V. D. BORNE beobachtet er also einen hohen Ema-

[1]) Im Jahrb. Hallescher Verband 3, 2. Lief., 21. 1921.

[2]) E LINK, R. SCHOBER, Gas- und Wasserfach 69, 225—228. 1926.

[3]) FERDINAND MÜLLER, a. a. O.

[4]) F. BEHOUNEK, a. a. O.



a
b
c.

Fig. 8. Emanationsgehalt der Bodenluft über einer in zwei Teile gespaltenen Verwerfung.

nationsgehalt, doch urteilt auch er: „Alle Messungen der atmosphärischen Elektrizität und Radioaktivität wie auch die Messungen der Bodenaktivität in St. Joachimstahl haben also ergeben, daß eine örtliche Uranerzkonzentration nur lokal eng begrenzte Einwirkung ausübt, die sich nur in einem Umkreis von höchstens 300 m Radius feststellen läßt." Über die Möglichkeit von Rückschlüssen, wie sie sich aus seinen Ergebnissen herleitet, meint er: „Es wäre möglich, diese Untersuchungen der Luftaktivität in Uranerzgruben zur Ausarbeitung einer praktischen Methode der Auffindung der Urangänge zu verwerten, denn der Aktivitätsanstieg ist in der Nähe von Pechblende steil. Mit modernen Bohrmaschinen ist es möglich, Löcher von großer Tiefe zu bohren und man könnte so meistens die sehr kostspieligen Anlagen zur Führung der Querschläge zum Aufsuchen der Pecherzgänge stark herabsetzen."

Reichhaltiges Material liefert eine Arbeit von PATRICIU[1]), der am Westrande des Göttinger Leinetalgrabens von der Oberfläche aus das Vorhandensein und den Verlauf geologisch wichtiger Verwerfungen ermitteln konnte, die bis dahin noch nicht bekannt waren. Aus seinen zahlreichen Kurven sind drei in den Fig. 8a—c wiedergegeben. Es handelt sich um hintereinander liegende Profile über den Ausläufern einer Verwerfung, die sich in zwei Teile gespalten hat. Die Dicke der Lehmbedeckung betrug hier 2 m und darüber. An anderen Orten, wo die Profile auch noch beachtenswerte Anomalien aufweisen, schätzt er die Mächtigkeit der relativ festen Lehmbedeckung auf 6—10 m. Hiermit wäre also der Nachweis einer beachtlichen Tiefenreichweite erbracht. Ein zur Kontrolle über ungestörter Tektonik aufgenommenes Profil weist erheblich geringere Störungen auf, weshalb also die Ursache der charakteristischen Anomalien tatsächlich in den Verwerfungen des Bodens zu suchen ist.

Für die Vergleichbarkeit der einzelnen, mittels des Ambronnschen Emanationselektrometers gewonnenen Meßwerte hat es sich als wesentlich erwiesen, daß die Festigkeit der Bedeckung an den verschiedenen Meßpunkten die gleiche ist, daß die Bodenluft jedesmal aus derselben Tiefe geholt wird und daß jeweils der gleiche Zeitraum zwischen der Luftentnahme und der Messung innegehalten wird. So betrug die Tiefe, aus der PATRICIU bei seinen Versuchen die Luft entnahm, jedesmal ca. 80 cm, während die Ablesungen alle 30 sec erfolgten. Bemerkenswert ist, daß seine Arbeiten, wie z. B. auch die von v. d. BORNE

---

[1]) V. PATRICIU, Abhdgn. d. Pr. Geol. Landesanstalt, Neue Folge, Heft 116. Berlin 1930.

in einem heißen Sommer ausgeführt worden sind, was den radioaktiven Messungen gunstig zu sein scheint[1]).

Um zu einer Deutung solcher Profile zu gelangen, die an der Oberflache uber Verwerfungen, Bruchspalten usw aufgenommen sind, sucht man am besten ruckwarts die Wirkung an der Oberflache fur vorgegebene einfache Untergrundsverhaltnisse zu berechnen. So verfuhr J. Koenigsberger, dem es gelang, die Konzentration an der Oberflache fur einen allerdings sehr schematisierten Fall theoretisch zu ermitteln, wobei er von der Differentialgleichung der stationaren Diffusion (Stromung)

$$\Delta c \equiv \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} = 0$$

ausgeht[2]). Er glaubt, die von ihm gefundenen Formeln mit den praktischen Ergebnissen von Ferdinand Muller in Einklang bringen zu konnen.

---

[1]) Dies wird durch das auf S 526 uber den Einfluß meteorologischer Faktoren Gesagte erklarlich

[2]) ZS f Geophys. 4, 67—83 1928, Nr. 2

Sachregister.

I. Gravimetrische Methoden.

II. Luft- und Bodenseismik.

III. Magnetische Methoden.

IV. Elektrische und radioaktive Methoden.

Namenregister.

Handbuch der Experimentalphysik

Herausgegeben von **W. Wien** und **F. Harms**

Übersicht

A. Allgemeine Meß- und Laboratoriumstechnik

Meßmethoden und Meßtechnik Technik des Experiments	Band I

B. Mechanische und strukturelle Eigenschaften der Stoffe

Mechanik der Massenpunkte und der starren Körper	Band II
Technische Mechanik	Band III
Hydro- und Aerodynamik	Band IV, 1—3 Teil
Plastische Verformung Die techn Verfahren z Untersuch d Metalle u Legierungen	Band V
Kapillarität und Oberflächenspannung	Band VI
Kristallographische und strukturtheoretische Grundbegriffe	Band VII 1 Teil
Strukturbestimmung m Röntgeninterferenzen Gittertheorie d fest Körper	Band VII, 2 Teil

C. Wärmelehre

Energie und Wärmeinhalt	Band VIII, 1 Teil
Wärmeausdehnung, Zustandsgrößen und Theorien der Wärme	Band VIII, 2 Teil
Wärme — Kälte	Band IX, 1 Teil
Wärmekraft- und Wärmearbeitsmaschinen	Band IX, 2 Teil

D. Elektrizitätslehre und Magnetismus

Elektrostatik — Hochspannungstechnik	Band X
Elektrodynamik Thermoelektrizität Metallische Leitung	Band XI, 1 Teil
Schwachstrom — Starkstrom — Beleuchtung	Band XI, 2 Teil
Elektrochemie	Band XII
Ionenleitung in Gasen Elektrische Eigenschaften der Flamme	Band XIII, 1 Teil
Glühelektroden	Band XIII, 2 Teil
Entladungen	Band XIII, 3 Teil
Kathodenstrahlen und Kanalstrahlen	Band XIV
Radioaktivität	Band XV
Magnetismus	Band XVI

E. Akustik

Schwingungen und Akustik	Band XVII

F. Optik des sichtbaren und Röntgen-Gebietes

Wellenoptik und Polarisation	Band XVIII
Photochemie	Band XVIII
Dispersion — Absorption — Brechung — Lichtzerstreuung	Band XIX
Physiologische Optik	Band XX, 1 Teil
Geometrische Optik	Band XX, 2 Teil
Spektroskopie	Band XXI und XXII
Phosphoreszenz, Fluoreszenz	Band XXIII, 1—2 Teil
Lichtelektrische Wirkung	Band XXIII, 2 Teil
Röntgenphysik	Band XXIV, 1 Teil
Röntgenspektroskopie	Band XXIV, 2 Teil

G. Geophysik

Physik der Atmosphäre	Band XXV, 1. Teil
Physik des festen Erdkörpers	Band XXV, 2. Teil
Physik des Meeres	Band XXV, 2 Teil
Angewandte Geophysik	Band XXV, 3 Teil

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H., LEIPZIG

HANDBUCH DER EXPERIMENTALPHYSIK

Herausgegeben von **W. WIEN** und **F. HARMS**

Band I

Allgemeine Meßmethoden und Meßtechnik. Von Prof. Dr. Holborn, Charlottenburg.
Technik des Experiments Von Prof. Dr. v. Angerer, Munchen.
1926. X und 484 Seiten mit 246 Abbildungen. Brosch. M. 40 —, geb. M. 42.—

Band II

Mechanik der Massenpunkte und der starren Korper Von Prof Dr Haas, Wien.
1926. XIV und 355 Seiten mit 236 Abbildungen. Brosch. M 28.—, geb. M 30.—

Band III

Technische Mechanik Von Prof Dr. Foppl, Munchen.
1929. X und 189 Seiten mit 117 Abbildungen Brosch. M 18.—, geb M. 19,75

Band IV. Hydro- und Aerodynamik

1. Teil: Strömungslehre und allgemeine Versuchstechnik

Einfuhrung in d. Grundbegriffe d Stromungslehre. Von Prof Dr. Prandtl, Gottingen. Klassische Hydrodynamik (mit experimentellen Zusatzen von Schmiedel). Von Prof. Dr. Falkenhagen, Leipzig. Grenzschichten Von Dr. Tollmien, Gottingen Turbulente Stromung. Von Dr Tollmien, Gottingen Gasdynamik. Von Dr Ing. Busemann, Gottingen. Kavitation (Hohlraumbildung). Von J. Ackeret, Zurich. Druckmessung Von Dipl -Ing. Peters, Gottingen. Mikromanometer Von Prof. Betz, Gottingen Geschwindigkeits- u Mengenmessung Von Dr Ing. Mueller u. Dipl.-Ing Peters, Gottingen Hitzdrahtmessungen. Von Prof Dr. Burgers, Delft/Holland. Beobachtungen von Stromungsformen. Von Dr. Tietjens, Pittsburg

Band IV

2. Teil: Widerstand und spezielle Fragen

Geschichte d experimentellen Hydro- u Aeromechanik, insbesondere d Widerstandsforschung Von Dipl -Ing Flachsbart, Gottingen. Herstellung einwandfreier Luftstrome (Windkanale) Von Prof. Dr. Prandtl, Gottingen. Messungen im Windkanale. Von Dr. Ing Seiferth, Gottingen. Die experimentellen Tatsachen des Widerstandes ohne Auftrieb. Von Dipl.-Ing Muttray, Gottingen. Fallversuche mit Kugeln u Scheiben Von Prof. Dr. Schiller, Leipzig Ermittlung der bei Drehbewegungen von Korpern (Flugzeugen) auftretenden Krafte u Momente Von Prof. Betz, Gottingen Zahigkeitsmessungen. Von Reg.-Rat Dr. Ing. Erk, Berlin-Charlottenburg Die Erscheinungen der Lagerreibung und Schmierung Von Dr Ing Kiesskalt, Frankfurt a. M Stromung in Rohren Von Prof Dr. Schiller, Leipzig. Offene Gerinne Von Reg.-Baumst Dr Ing Eisner, Berlin-Westend.

Band IV

3 Teil: Technische Anwendungen

Schiffschleppversuche. Von Prof. Dr. Ing. Horn, Berlin. Der Freiballon. Von Prof. Dr. Emden, Munchen. Luftschiff-Meßtechnik. Von Dr. Ing. Klemperer, Akron/Ohio. Flugtechnik u Messungen im Fluge. Von Prof. Dr. Hopf, Aachen. Kreiselpumpen u. Turbinen. Von Prof. Spannhake, Karlsruhe. Luftschrauben. Von Dr. Ing. Flachsbart, Gottingen. Luftpumpen. Von Prof. Dr. Gaede, Karlsruhe. Ballistik. Von Prof Dr v. Eberhard, Essen-Bredeney.
1930. X und 557 Seiten mit 269 Abb Brosch. 53.—, geb. 55.— M.

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H., LEIPZIG

HANDBUCH DER EXPERIMENTALPHYSIK

Band X

Elektrostatik, Pyro- und Piezoelektrizitat Von Prof. Dr. Hoffmann, Halle
Hochspannungstechnik. Von Prof Dr Schumann, Munchen
1930. X u. 576 Seiten mit 252 Abbildungen. Brosch M 53.—, geb. M. 55 —

Band XI

1. Teil:

Elektromagnetismus. Von Prof Dr. Mie, Freiburg. Elektrodynamik Von Prof. Dr. Mie, Freiburg. Thermoelektrizitat. Metallische Leitung. Von Prof Dr. Kruger, Greifswald.

In Vorbereitung

2 Teil:

Schwachstrom. Von Dr. K. Kupfmuller, Siemenswerke, Berlin Starkstrom Von Dr F. Fleischmann, AEG, Berlin Beleuchtung. Von Dr. H Schering, Ikawerke, Dresden.

In Vorbereitung

Band XII

Leitfahigkeit der Elektrolyten. Von Prof. Dr Ebert, Wurzburg Leitfahigkeit fester Stoffe Von Prof. Tubaudt, Halle. Elektromotorische Krafte Von Prof. Dr Drucker, Leipzig. Polarisation. Von Dr. E. Lange, Munchen

In Vorbereitung

Band XIII

1. Teil:

Ionen in Gasen. Von Prof. Dr. Schweidler, Wien. Flammenleitung Von Prof Dr Becker, Heidelberg
1929. VIII und 314 Seiten mit 76 Abbildungen Brosch M. 28.—, geb M 29,60

2 Teil:

Physik der Gluhelektroden. Von Prof Dr. Schottky und Dr Rothe, Berlin. Herstellung der Gluhelektroden Von Dr. Simon, Osram, Berlin, Technische Elektronenrohren und ihre Verwendung. Von Dr. Rothe, Telefunken. Berlin.
1928 X und 492 Seiten mit 179 Abbildungen. Brosch. M 44.—, geb M 46.—

3. Teil:

Selbstandige Entladung, Bogen, Funken. Von Prof. Dr. Seeliger, Greifswald. Die Glimmentladung. Von Dr. Mierdel, Greifswald. Townsend-Entladungen Von Dr. Mierdel, Greifswald.
1929. XII und 763 Seiten mit 471 Abbildungen Brosch. M. 67.—, geb. M 69 —

Band XIV

Kathodenstrahlen Von Prof. Dr. Lenard und Prof. Dr. Becker, Heidelberg. Kanalstrahlen. Von Prof. Dr. Wien, Munchen.
1927. XVI und 788 Seiten mit 482 Abbildungen. Brosch. M. 70.—, geb. M. 72.—

Band XV

Radioaktivitat. Von Prof. Dr. Kohlrausch, Graz.
1928. XII u. 885 Seiten mit 285 Abbildungen. Brosch. M. 79.—, geb. M 81.—

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H, LEIPZIG

HANDBUCH DER EXPERIMENTALPHYSIK

Band XVI

Magnetismus. Von Prof. Dr Gerlach und Dr Schutz, Tübingen.
In Vorbereitung

Band XVII

Schwingungen und Akustik Von Prof Dr Harms, Wurzburg, und Prof. Dr. Cermak, Gießen.
In Vorbereitung

Band XVIII

Die Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit in ruhenden Korpern Von Prof. Dr Ladenburg, Berlin Optik der bewegten Korper. Von Prof Dr. v. Laue, Berlin-Zehlendorf Die relativistische Rotverschiebung und Lichtablenkung im Gravitationsfeld der Himmelskorper. Von Dr. Bottlinger, Neubabelsberg b. Potsdam. Interferenz und Beugung elektromagnetischer Wellen Von Prof. Dr. v. Laue, Berlin-Zehlendorf. Polarisation des Lichtes. Kristalloptik. Durchgang des Lichtes durch amorphe Korper. Von Priv.-Doz Dr Schulz, Berlin-Lichterfelde. Photochemie Von Geh Rat Prof. Dr. Warburg, Berlin.
1928 XIV u. 674 Seiten mit 271 Abbildungen. Brosch M 61 80, geb M 63.50

Band XIX

Dispersion und Absorption Von Prof Dr Jaffé, Gießen. Medien mit veranderlichem Brechungsindex Von Prof Dr Gans, Konigsberg Lichtzerstreuung Von Prof Dr Gans, Konigsberg
1928 VIII u 430 Seiten mit 78 Abbildungen Brosch M 39 —, geb. M 41.—

Band XX

1. Teil:

Physiologische Optik Von Dr Konig, Jena, und Prof Dr. Pulfrich, Jena.
1929. VII u. 241 Seiten mit 70 Abbildungen Brosch. M 22 —, geb M 23 60,

2. Teil:

Geometrische Optik Von Dr. Konig, Jena
1929 XII und 570 Seiten mit 258 Abbildungen Brosch M 50 50, geb M 52 —

Band XXI. Spektroskopie I

Anregung der Spektren. Von Prof. Dr Joos, Jena Spektroskopische Apparte. Von Prof. Dr. von Angerer, Munchen. Starkeffekt. Von Prof Dr. Stark, Ullersricht.
1927. XVI u 564 Seiten mit 162 Abbildungen. Brosch. M. 47.—, geb. M. 49 —

Band XXII. Spektroskopie II

Zeemaneffekt. Von Prof. Dr Back, Tubingen Ergebnisse der Spektroskopie Von Prof. Dr. Joos, Jena. Ramaneffekt von Prof. Dr Joos, Jena.
1929. X und 436 Seiten mit 89 Abbildungen und Tabellen. Brosch. M 41.—, geb. M 42 80

Band XXIII

1 Teil:

Phosphoreszenz und Fluoreszenz. Von Prof. Dr. Lenard, Prof. Dr. Tomaschek, Marburg, und Prof. Dr. Schmidt, Heidelberg.
1928. XXIV und 741 Seiten mit 162 Abbildungen. Brosch. M. 69.—, geb. M. 71.—

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H., LEIPZIG

HANDBUCH DER EXPERIMENTALPHYSIK

Band XXIII

2. Teil:

Phosphoreszenz und Fluoreszenz. Von Prof. Dr Lenard, Prof. Dr Tomaschek, Marburg, und Prof Dr Schmidt, Heidelberg. Lichtelektrische Wirkung. Von Prof. Dr. Lenard und Prof. Dr Becker, Heidelberg.
1928. XI und 799 Seiten mit 252 Abbildungen. Brosch. M 70 —, geb M. 72.—

Band XXIV

1 Teil:

Allgemeine Physik d Rontgenstrahlen. Von Priv.-Doz Dr. Kirchner.
1930. IX und 548 Seiten mit 207 Abbildungen. Brosch M. 53 —, geb M. 55.—

2. Teil:

Rontgenspektroskopie Von Priv -Doz Dr Lindh, Lund
1930. VIII und 436 Seiten mit 197 Abbildungen Brosch. M. 40 —. geb M. 42 —

Band XXV. Geophysik

Unter der Redaktion von Prof Dr. Angenheister, Gottingen

1 Teil:

Statik und Dynamik der Atmosphare. Von Prof Dr Defant, Berlin Gezeitenschwingungen der Atmosphare Von Priv -Doz Dr Bartels, Berlin Optik der Atmosphare. Von Dr. Milch, Frankfurt a. M. Atmospharische Elektrizitat. Von Prof. Dr Benndorf, Graz. Das Nordlicht Von Prof. Dr Vegard, Oslo. Die durchdringende Strahlung Von Prof Dr Buttner, Potsdam. Das Magnetfeld der Erde Von Prof Dr. Angenheister, Gottingen, und Priv -Doz. Dr Bartels, Berlin
1928 XIV u. 699 Seiten mit 185 Abbildungen Brosch M 63.—, geb M 65.—

2 Teil

Physik des festen Erdkorpers

Die chem. Zusammensetzung d. Erde Von Geh -Rat Tammann, Gottingen Die Radioaktivitat d. Erde Von Priv -Doz Dr. Kirsch, Wien Das Geolog Erdbild u. seine Veranderung. Von Prof. Dr Koßmat, Leipzig Figur u Masse d Erde, Schwere. Von Dr. Schmehl, Potsdam u Priv -Doz Dr Jung, Potsdam Seismizitat Von Prof Dr. Tams, Hamburg Seismik Von Priv.-Doz. Dr. Meißer, Jena u Reg -Rat Dr Krumbach, Jena

Physik des Meeres

Physik d. Meeres. Gezeiten d. Meeres. Von Prof Dr Defant, Berlin.

3. Teil

Angewandte Geophysik

Geologische Unterlagen d. angew Geophysik. Von Dr. Reich, Reddinghausen. Gravimetrische Methoden der angew. Geophysik. Von Priv.-Doz. Dr. Jung, Potsdam. Seismische Methoden d. angew. Geophysik, Bodenseismik. Seismische Methoden d angew. Geophysik, Luftseismik. Von Dr. H. Martin, Jena u. Priv.-Doz. Dr Meißer, Jena. Magnetische Methoden d. angew. Geophysik. Von Prof. Dr Haalck, Potsdam. Elektrische Meth. d. angew. Geophysik. Von Dr. Hummel, Gottingen u. Dr. Heine, Munchen. Radioaktive Meth. d. angew. Geophysik Von Dr Hummel, Gottingen.

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H., LEIPZIG